

Este exemplar corresponde à redação final da tese de
Estado de Nilo Mestanza Muñoz e aprovada pela
issão julgadora

J. Hadler Neto
05/09/97

UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS

INSTITUTO DE FÍSICA GLEB WATAGHIN

DEPARTAMENTO DE RAIOS COSMICOS E CRONOLOGIA

**“INFLUÊNCIA DA VENTILAÇÃO NA
DISTRIBUIÇÃO ESPACIAL DO Rn-222 E
SEUS PRODUTOS DE DECAIMENTO EM
AMBIENTES DE CONVÍVIO HUMANO”**

Segundo Nilo Mestanza Muñoz

Orientador: Prof.Dr. Julio Cesar Hadler Neto

Tese apresentada ao Instituto de Física Gleb Wataghin
da Universidade Estadual de Campinas como parte dos
requisitos para obtenção do título de Mestre em Física.

CAMPINAS-SP

BRASIL

26 de Fevereiro-1996

UNIDADE	IFGW
N.º CHAMADA	
N.º DE FOLHAS	
N.º DE VOLUMES	
T.º	33 869
DATA	305/98
C.º	01X
PREÇO	R\$ 11,00
DATA	15/05/98
N.º CPD	0100110624.2

IF. 1127

FICHA CATALOGRÁFICA ELABORADA PELA
BIBLIOTECA CENTRAL DA UNICAMP

M564i

Mestanza Muñoz, Segundo Nilo

Influência da ventilação na distribuição espacial do Rn-222 e seus produtos de decaimento em ambientes de convívio humano / Segundo Nilo Mestanza Muñoz. -- Campinas, SP : [s.n.], 1996.

Orientador: Júlio Cesar Hadler Neto.

Dissertação (mestrado) - Universidade Estadual de Campinas, Instituto de Física Gleb Wataghin.

1. Radon - Contaminação. 2. Radon - Ventilação.
3. Radon Transporte. 4. Radiação - Dosimetria.
I. Hadler Neto, Júlio Cesar. II. Universidade Estadual de Campinas. Instituto de Física Gleb Wataghin. III. Título.



INSTITUTO DE FÍSICA
GLEB WATAGHIN

PARECER DE APROVAÇÃO
DEFESA DE TESE DE MESTRADO DE
SEGUNDO NILO MESTANZA MUÑOZ

DATA: 26 / 02 / 96

BANCA EXAMINADORA:

- Prof. Dr. Júlio César Hadler Neto (Orientador)

- Prof. Dr. Sérgio Roberto de Paulo

- Prof. Dr. Carlos Enrique Navia Ojeda

*Dedico este trabalho com muito
carinho à minha adorável mãe
Rosita Muñoz Llerena.*

Agradecimentos

Quero deixar meus agradecimentos as pessoas que, de uma forma ou de outra me prestaram inestimável ajuda no preparo desta tese:

- Ao Dr. J.Hadler pela oportunidade e assessoramento brindada nesta pesquisa como orientador deste trabalho.
- Ao Dr. Sergio de Paulo como co-orientador deste trabalho, por sua dedicada e sempre segura orientação científica, pela forma objetiva e profissional que tratou todas as questões referentes a tese, pela confiança e pelo respeito, que conferidos a minha pessoa deram-me estímulo e tranqüilidade para desenvolver este trabalho.
- Aos Drs. Chinellato, R.Luzi, M.Foglio pelas discussões esclarecedoras e sugestões valiosas recebidas e especialmente a suas constantes amizades.
- Aos Professores e Funcionários de Pós-Graduação que foram muito prestativos e cordiais, proporcionando um ambiente tranqüilo para que eu pudesse realizar o meu trabalho.
- A minha adorada Luzia Vilas Boas por todo o apoio moral e intelectual brindado e pelo importante papel que representou na elaboração desta tese.
- Aos muitos amigos e companheiros da APG-Física, especialmente aos amigos Edinson Ramirez, B.Delano, A.Oliveira, Jordan del Nero, Armando Garcia, Jimenez, P.Rafael, M.Abbade, Ivan, Gerias, Gino, Sergio, Diego, P.J.lunez e a senhora Lígia, pelo incentivo e pela força que sempre me deram nesta fase de um trabalho árduo e envolvente e, pensando bem, aos que não são tão amigos também, pois cada qual a sua maneira, me incentivaram cada vez mais.
- Ao pessoal da secretaria de Pós-Graduação, Maria Ignez, Márcia e Armando, por todos os trabalhos nestes anos de estudo e pela atenção dispensada.
- Ao Conselho Nacional De Desenvolvimento Científico e Tecnológico , pelo apoio financeiro.
- Finalmente ao Instituto de Física " GLEB WATAGHIN " da UNICAMP que me deu todas as condições para a realização de uma tese de mestrado.

RESUMO

Para determinar a influência da ventilação (fluxo direcionado de ar produzido por um ventilador) sobre a distribuição espacial do Rn-222 e seus produtos de decaimento (filhos) presentes em ambientes de convívio humano, obteve-se um conjunto de resultados experimentais, por meio da técnica de traços nucleares deixados por partículas alfa sobre detectores plásticos adequados (CR-39).

A exposição destes detectores foi realizada num ambiente fechado, considerando a influência da ventilação para diferentes ângulos, velocidades e distâncias do ventilador. Nesta presente pesquisa, os resultados mostram que uma quantidade relativa de filhos do Rn-222 são retirados do ambiente pelos efeitos de ventilação e plate-out. Apresentamos também estudos preliminares dos efeitos de borda nos detectores (CR-39), assim como a dependência da densidade dos traços como função da seção transversal do detector. Apresenta-se resultados de calibração do tempo de ataque químico em função do diâmetro dos traços. Fez-se também um modelo analítico que explica este fenômeno e que nos ajuda a compreender nossos resultados experimentais.

Conteúdo

1	Introdução	1
2	Urânio e Suas Cadeias de Desintegração	3
2.1	Desintegração Radioativa dos Núcleos.	3
2.2	Contaminação Ambiental Devido ao Rn-222 e seus Produtos de De- caimento	4
2.3	Fontes que Contribuem Para a Contaminação Ambiental por Rn-222 e seus Produtos de Decaimento	7
3	Parte Experimental	9
3.1	Técnicas do Detecção	9
3.1.1	Detecção Ativa do Rn-222	9
3.1.2	Células de Lucas	9
3.1.3	Câmara de Ionização	9
3.1.4	Detecção Ativa (do filhos do Rn-222)	10
3.1.5	Detecção Passiva (do Rn-222)	10
3.1.6	Detecção Passiva (dos filhos do Rn-222)	11
3.2	Formação dos Traços	11
3.3	Modelos que Explicam a Formação dos Traços	11
3.3.1	Modelo da Explosão Iônica Espigada	12
3.4	Geometria de um Traço	15
3.5	Tipos de Detectores e suas Características	22
3.6	Características pelas quais Escolhemos o CR-39 Como Nosso Detector	25
3.7	Fatores Ambientais que tem Influência na Distribuição Espacial do RN-222 e seus Filhos	27
4	PARTE TEÓRICA	35
4.1	Teoria do Transporte	35
4.2	Modelo Mais Aceito para o Transporte do Rn-222 e seus Filhos . . .	36
4.3	Modelo de Jacobi	36
4.4	Observações do Modelo de Jacobi	37

5	Resultados Teóricos	38
5.1	Estados Estacionários e Critérios de Evolução	39
5.2	Equação de Balanço de Massa	39
5.3	Equação de Continuidade	39
5.4	Equação de Transporte por Difusão e Convecção	41
5.5	Hipóteses da Equação de Fick	42
5.6	Nossa Solução Analítica para esta Equação de Transporte por Difusão e Convecção	49
5.7	Comentários Teóricos	59
5.8	Limitações nos Resultados Teóricos	63
6	Resultados Experimentais	64
6.1	Procedimento Experimental	64
6.2	Montagem e Preparação das Amostras	64
6.3	Ataque Químico	66
6.4	Resultado Experimental I	72
6.5	Resultado Experimental II	72
6.6	Resultado Experimental III	73
6.7	Resultado Experimental IV	77
6.8	Resultado Experimental V	84
6.9	Resultado Experimental VI	87
6.10	Resultado Experimental VII	89
6.11	Resultado Experimental VIII	95
6.12	Comentários Experimentais	100

1 Introdução

Várias foram as razões que motivaram a realização deste trabalho. Apesar do assunto em pauta ser pesquisado há algum tempo, ainda não se sabe ao certo quais as influências que fatores ambientais (ventilação, campos elétricos..etc) exercem sobre a mobilidade dos átomos do Rn-222 e especialmente de seus filhos, no ar. Apesar de um grande número de trabalhos serem publicados atualmente com relação ao assunto, diversos autores têm alertado sobre a falta de coerência dos resultados obtidos [1] [2].

Algumas medidas de campo das concentrações de Rn-222 e filhos em ambientes de convívio humano têm apontado uma relação positiva entre o nível de atividade desses radionuclídeos e a incidência de cancer pulmonar na população, enquanto que outros estudos têm indicado uma correlação negativa. O fato é que até os dias de hoje, após de centenas de publicações na área, não se teve ainda uma idéia clara do real papel que este tipo de contaminação radioativa tem em relação à saúde pública.

Acreditamos que essa falta de conhecimento deve-se, em parte, a problemas relacionados com as metodologias da detecção do Rn-222 e filhos e pelo desconhecimento com relação ao comportamento desses radionuclídeos no ar.

Sabe-se hoje em dia que uma das maiores dificuldades enfrentada pelos pesquisadores quando a atividade no ar de ambientes de convívio humano é feita com detectores de traços (CR-39), que é uma das técnicas mais utilizadas, diz respeito aos efeitos de plate-out, que provoca uma perturbação na detecção da atividade dos filhos do Rn-222 e que depende de alguns parâmetros ambientais tais como a ventilação . Sabe-se hoje que suas velocidades e direções de propagação são modificadas pela ação destes fatores, acarretando que suas distribuições espaciais não sejam uniformes.

Este fato faz com que, em geral, os fatores de calibração associados aos detectores de traços estabeleçam uma relação entre a densidade de traços observadas nos detectores e a atividade alfa presente no ar, que depende da distribuição espacial do Rn-222 e seus filhos (o que, por sua vez, depende dos efeitos de ventilação) sejam válidos para certas condições recriadas.

O objetivo do presente trabalho é estudar a influência de deslocamentos de ar sobre a distribuição espacial dos filhos do Rn-222 nas proximidades de uma parede (onde os detectores normalmente são expostos), bem com a influência da ventilação sobre a distribuição dos traços sobre a superfície dos detectores, que é um parâmetro importante a ser analisado na dosimetria de Rn-222 e seus filhos.

O trabalho foi dividido em duas partes, a parte analítica e a parte experimental.

1.- Na parte analítica, encontrou-se e deu-se a solução a uma equação geral de transporte envolvendo os efeitos de radioatividade, difusão e convecção de Rn-222 e filhos. Várias hipóteses limitadoras foram feitas às equações diferenciais acopladas de transporte por difusão, convecção e decaimento radioativo para estes radionuclídeos.

2.- A parte experimental dividiu-se em três sub-partes:

- Sendo a primeira parte preparação e exposição dos detectores (CR-39) a uma fonte de ventilação (ventilador), sob várias distâncias, ângulos e velocidades (de rotação)
- A segunda parte foi o ataque químico dos detectores CR-39, sob uma temperatura de $70^{\circ}C$ e usando uma solução do NaOH de concentração 6,25 N.
- A terceira parte foi (usando um microscópio de luz transmitida) a contagem e o mapeamento dos traços de partículas alfa produzidas por Rn-222 e filhos contidos nos detectores utilizados.

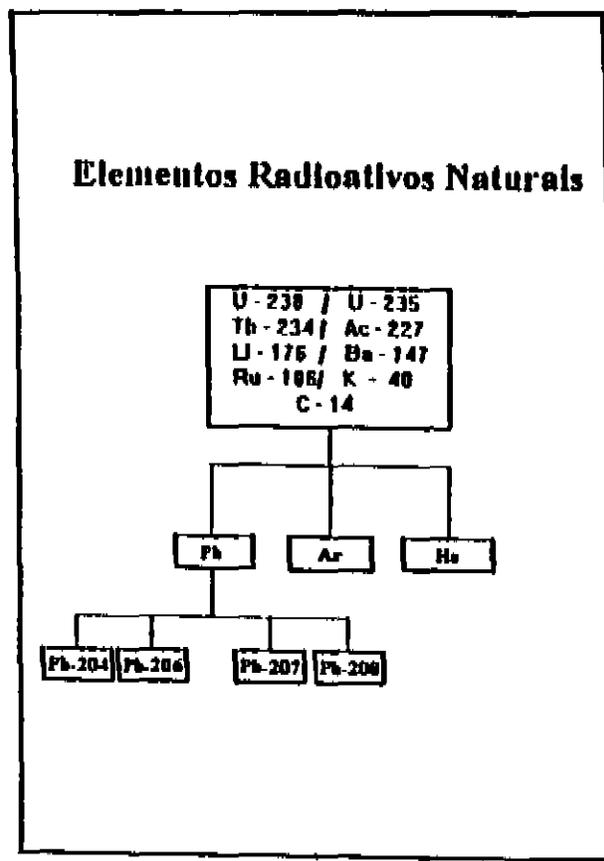


Figura 1:

2 Urânio e Suas Cadeias de Desintegração

2.1 Desintegração Radioativa dos Núcleos.

Certos núcleos têm uma combinação de prótons e neutrões que não apresentam uma configuração estável. Estes núcleos são chamados radioativos e tendem a aproximar-se de uma configuração estável emitindo certas partículas e conseqüentemente transformando-se em outros núcleos. Estas transformações nucleares, a nível do nosso planeta, acarretam uma lenta diminuição dos isótopos radioativos naturais de meia-vida longa (U-238, U-235, Th-232, Ru-87, Sm-147, K-40, etc) , enquanto isso acontece há um aumento regular de alguns radioisótopos estáveis que constituem as etapas finais dos processos de decaimento (${}^4\text{He}$, e alguns isótopos do Ar, do Pb, etc) ver figura (1).

Uma evidência de que acontece este fenômeno é, por exemplo, a existência de quatro isótopos estáveis de chumbo: o Pb-204 não é radiogênico, mas os chumbos Pb-206, Pb-207, Pb-208, têm procedência da desintegração de elementos radioativos;

sabe-se , como consequência, que a quantidade de chumbo Pb-204 em média não muda , os outros isótopos de chumbo, porém, estão aumentando como consequência da desintegração radioativa mencionada acima [3].

Na figura (2), mostra-se a cadeia radioativa natural do U-238, com suas respectivas vidas médias e energias das partículas alfa (α) emitidas [5]. Sabe-se que de cada dois milhões de transformações do U-238, o “pai” desta cadeia, aproximadamente uma efetua-se por fissão espontânea, prevalecendo então a desintegração alfa [4].

Sabe-se também que, o Rn-222 tem outros dois isotopos gasosos; eles são o radônio-220 (torônio), que é formado na série radioativa do tório-232 , este radionuclídeo numa menor quantidade que o Rn-222 não alcança o ar; devido a sua pequena vida média ($\tau = 81$ s), limitando a distância que ele pode percorrer antes de decair.

O Rn-220, em principio, oferece muito menos riscos, mas há regiões onde há altas concentrações de Th-232, assim o Rn-220 não pode ser descartado.

Existe também outro isótopo, radônio-219 (actinônio), que pertence a cadeia de decaimento do urânio-235; o fato desta série ter uma abundância natural que é um fator 100 vezes menor do que a do urânio-238, aliado a vida média muito pequena deste isótopo ($\tau = 5,6$ s) nos garante a presença deste elemento em concentrações muito reduzidas nos ambientes [9].

2.2 Contaminação Ambiental Devido ao Rn-222 e seus Produtos de Decaimento

Acredita-se atualmente que a contaminação radioativa mais insalubre para a população em geral é aquela devida à inalação dos átomos dos filhos do Rn-222, que normalmente estão presentes no ar, em ambientes de convívio humano, numa concentração de 1 pci/l. Enquanto que, para o ar externo, essa concentração é grosseiramente 10 vezes menor.

SÉRIE DE DESINTEGRAÇÃO DO URÂNIO-238

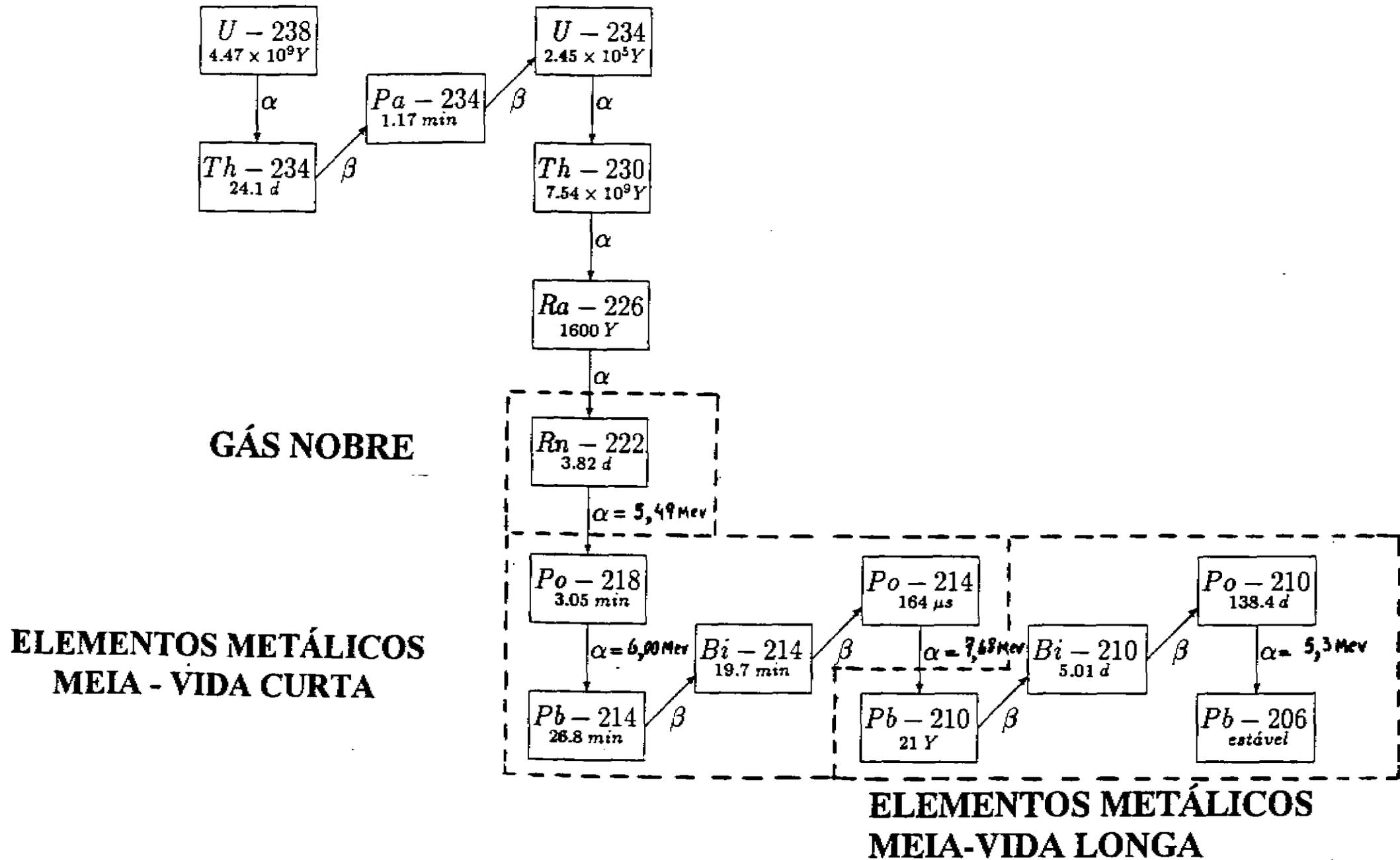


Figure 2:

Quando nós respiramos, o Rn-222 juntamente com seus filhos são inalados; mas sabe-se que os filhos de Rn-222 são íons metálicos, que por suas propriedades químicas, estes radionuclídeos são capturados e ficam retidos no interior das vias respiratórias, onde continuam ativos, emitindo partículas alfa. Sabe-se que a dose de radioatividade recebida pelo aparelho respiratório deve-se, principalmente, à emissão de radioatividade alfa (α): através de resultados experimentais, observou-se que uma partícula alfa (α) com uma determinada energia, é aproximadamente de 20 vezes mais danosa aos tecidos pulmonares que uma partícula beta (β) da mesma energia [7].

Em 1955, o Public Health Service (EUA), baseado em estatísticas disponíveis sobre a incidência de câncer pulmonar em mineiros, estabeleceu o limite máximo de exposição a filhos de Rn-222 como sendo igual a $1,3 \times 10^5$ Mev de energia potencial alfa (α) por cada litro de ar ambiental = 1 Working Level (1 WL); e para o público em geral adotou-se 0,01 WL como o nível máximo de exposição permitido, o que é equivalente a 1 pci/l de Rn-222 em equilíbrio de atividade com os seus filhos [8].

Em 1964, os pesquisadores Palmer, Perkins e Stuart fizeram medidas da atividade gama (γ), devido ao Bi-214 depositado no interior do corpo humano de algumas pessoas. Mas sabe-se que a radiação gama (γ) atravessa facilmente o organismo humano, assim pode-se determinar a distribuição espacial dos átomos de Bi-214 no interior do corpo humano, medindo-se a atividade Gama (γ), através de detectores situados fora do organismo. Através deste experimento, verificou-se que a atividade gama, em muitos pacientes submetidos à inalação de uma certa quantidade de filhos do Rn-222, não se limitava apenas ao aparelho respiratório, mas também atingia a cabeça e a região estomacal. Concluindo, esse tipo de resultado indica que os filhos do radônio podem também atingir outros órgãos do corpo humano, além do aparelho respiratório [10].

Sabe-se que alguns edifícios contém concentração de Rn-222 e filhos da ordem de

1000 Bqm^{-3} (Jonsson 1988), o que é muito acima do sugerido por a U.S Environmental Protection Agency (EPA) que é de 190 Bqm^{-3} [11].

Acredita-se hoje que ,nos EUA, cerca de 16000 pessoas morram anualmente devido ao câncer no aparelho respiratório. O surpreendente é que os NECROLOGISTAS encontraram uma grande acumulação de Pb-206 (filho do Rn-222) no aparelho respiratório dos cadáveres destas pessoas. Essa evidência faz supor que parte daqueles óbitos se deve aos efeitos da contaminação por Rn-222 e seus filhos. Por conseguinte, essa estimativa coloca esse tipo de contaminação num lugar importante, em termos de insalubridade , merecendo ser estudada em profundidade [12] [13] .

2.3 Fontes que Contribuem Para a Contaminação Ambiental por Rn-222 e seus Produtos de Decaimento

O Rn-222, que pertence à cadeia de decaimento do U-238, pode entrar nos ambientes de convívio humano proveniente de diversas fontes:

- a.) o solo ou rochas que estão na crosta terrestre
- b.) através da água de uso doméstico
- c.) através do gás natural do solo que transporta o radônio
- d.) através dos materiais de construção (concreto, rochas, tijolos, e granito, etc) que são fabricados a partir de matéria prima retirada do solo.

Sabe-se que o solo é responsável pelas maiores concentrações ambientais de radônio. Portanto, em construções que estão relativamente isoladas do solo, esperam-se concentrações menores, pois serão produzidas apenas pela emissão de radônio de materiais de construção e do ar externo [14] [15] e [16].

3 Parte Experimental

3.1 Técnicas do Detecção

As técnicas do detecção mais utilizadas podem ser divididas em dois grupos: detecção ativa, e detecção passiva [17], ver figura(3).

3.1.1 Detecção Ativa do Rn-222

Este método, baseado na coleção de vários litros de ar, os quais, após a passagem por filtros adequados ou uma espera de 3 a 4 horas, processos que resultam na eliminação dos filhos do Rn-222 , permite que se estabeleça uma relação entre a atividade medida e a concentração de Rn-222 existente no ambiente, dado que se conhece a eficiência de detecção, o volume de ar coletado e a fração de átomos de Rn-222 que decaiu entre a coleta e a detecção.

As técnicas mais utilizadas são:

3.1.2 Células de Lucas

Esta técnica consiste em coletar ar e, depois, colocá-lo em um recipiente recoberto por um material cintilador. A incidência das partículas alfa (α) sobre as paredes internas produzirá cintilações que são detectadas por uma fotomultiplicadora instalada numa das extremidades do recipiente [18] .

3.1.3 Câmara de Ionização

Análoga às células de Lucas, é um recipiente cilíndrico e metálico, onde seu eixo axial é um electrodo conductor isolado dela . A câmara contém um gás (argônio) à pressão de uma atmosfera ou menor; estabelece-se uma diferença de potencial entre a parede do cilindro e o eixo, o que permite que as cargas decorrentes das ionizações

TÉCNICAS DE DETEÇÃO MAIS UTILIZADAS

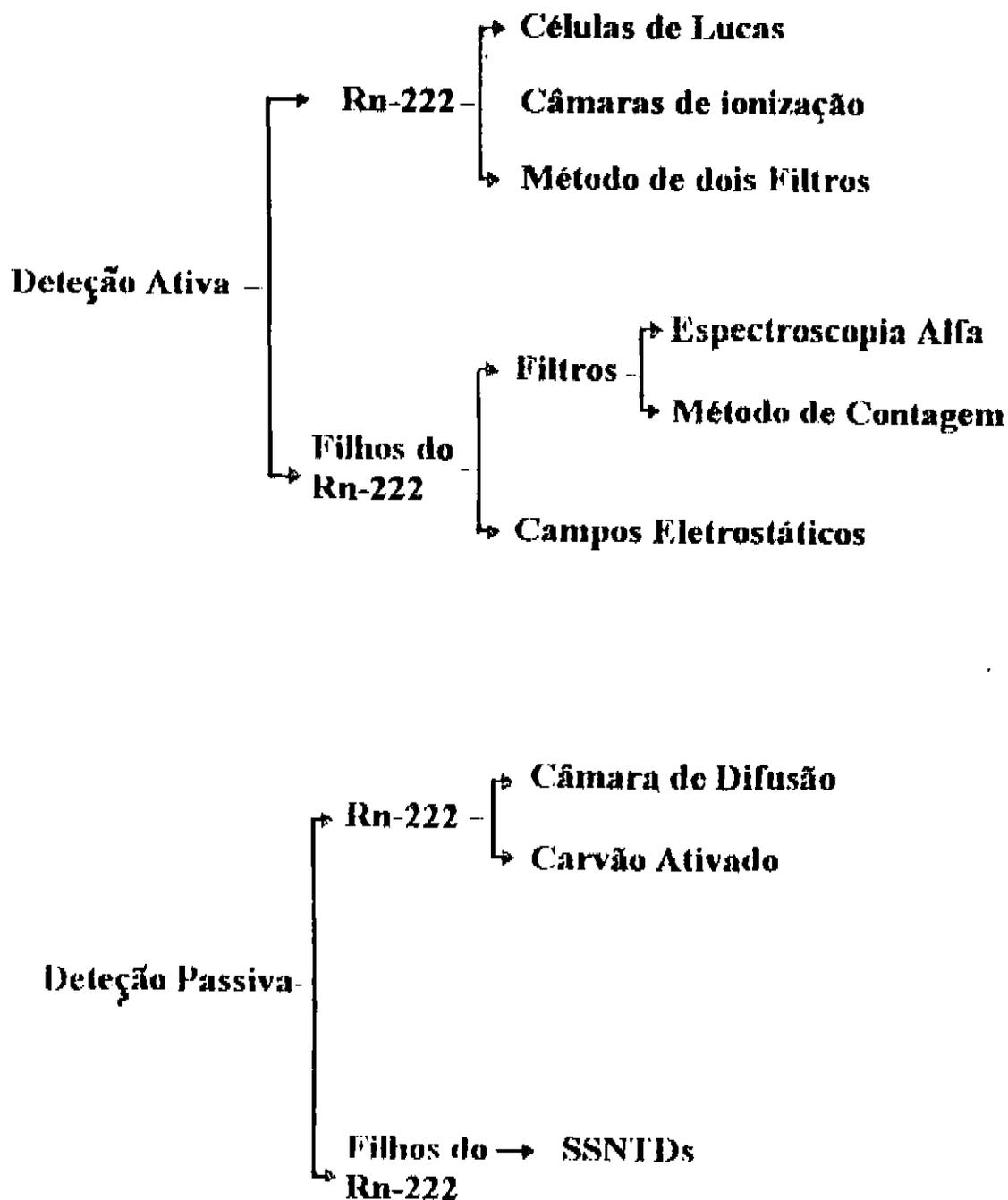


Figure 3:

do gas produzidas pelas passagem de partículas alfa sejam coletadas.

3.1.4 Detecção Ativa (do filhos do Rn-222)

Também se baseia na utilização de filtros, onde o que é detectado é a atividade dos filhos do Rn-222 que são retidos no filtro.

As quantidades de cada um dos filhos do Rn-222 podem ser obtidas separadamente por meio de espectroscopia alfa, conhecida como método de contagem integrada ou técnicas de contagem tripla, esta técnica se baseia na detecção da atividade alfa apresentada pelos filtros durante três intervalos de tempo diferentes (2 a 5 minutos ; 6 a 20 minutos; 26 a 30 minutos) [20] [21].

3.1.5 Detecção Passiva (do Rn-222)

Nesta técnica não existe um processo de coleta de ar, os detectores são simplesmente expostos ao ar ambiental; a mais comum é a câmara de difusão, esta câmara é só permeável apenas ao Rn-222 e em seu interior há um detector de traços (SSNTD), que registra apenas as emissões alfa (α) devido ao Rn-222 que penetrou na câmara e também devido aos filhos do Rn-222 que foram produzidos no interior da câmara [22] [23].

Existe ainda a técnica de carvão ativado, cujo funcionamento baseia-se na propriedade que aquele material tem de adsorver os átomos do Rn-222 . Após um tempo de exposição adequada, o carvão é levado até um detector gama (normalmente NaI), que dá a atividade do chumbo-214 e bismuto-214, permitindo que se possa avaliar a concentração do Rn-222 presente no ar [24].

3.1.6 Detecção Passiva (dos filhos do Rn-222)

Nesta técnica, são simplesmente expostos os detectores (SSNTD), que detectam a atividade alfa devido ao Rn-222 e aos seus filhos no ar ambiental sem qualquer restrição. Apesar desta técnica ser muito simples, ela apresenta problemas quanto à calibração (eficiência do detector) [25].

3.2 Formação dos Traços

As partículas em geral, para produzirem traços, dependem de certas condições como: sua carga, sua massa, sua energia, ângulo de incidência e da características do detector. Por exemplo, para que se produzam traços em vidro vulcânico, ou em certos minerais como (apatita, obsidiana, mica moscovita, etc), se requer que as partículas carregadas (por exemplo, fragmentos de fissão de núcleos pesados como U-238, U-235, Cs-252, etc), devam ter número de massa $Z \geq 20$; por outro lado existem certos plásticos como o CR-39, que podem detectar até prótons de baixa energia (da ordem de 0,6 Mev).

3.3 Modelos que Explicam a Formação dos Traços

Dentre os vários modelos propostos para explicar a formação de traços em detectores (sólidos isolantes):

1.) Deslocamento Ordenado dos Átomos

por: Scharff (1961), Lindhard and Thomser (1962).

2.) Espiga Térmica

por: Chadderton and Motagu-Pollock (1963).

3.) Perda da razão de Energia total (dE/dx)

por Fleischer (1964).

4.) Ionização Primária

por: Bethe

5.) Explosão Iônica Espigada

sugerida inicialmente por Valey (1954), Stieglere and Noggle (1962) e Fleischer (1965).

6.) Perda Da Energia Secundária

por: Kobetich and Katz (1968).

7.) Perda Da Energia por Raios Limitados

por: Bentón (1967).

8.) Densidade por Eventos lineares

por: Paretzke (1977).

O modelo mais aceito é o conhecido como Explosão Iônica Espigada (ion explosion spike) [26] [27] e [31] ver figura (4) , sobre o qual faremos uma breve introdução

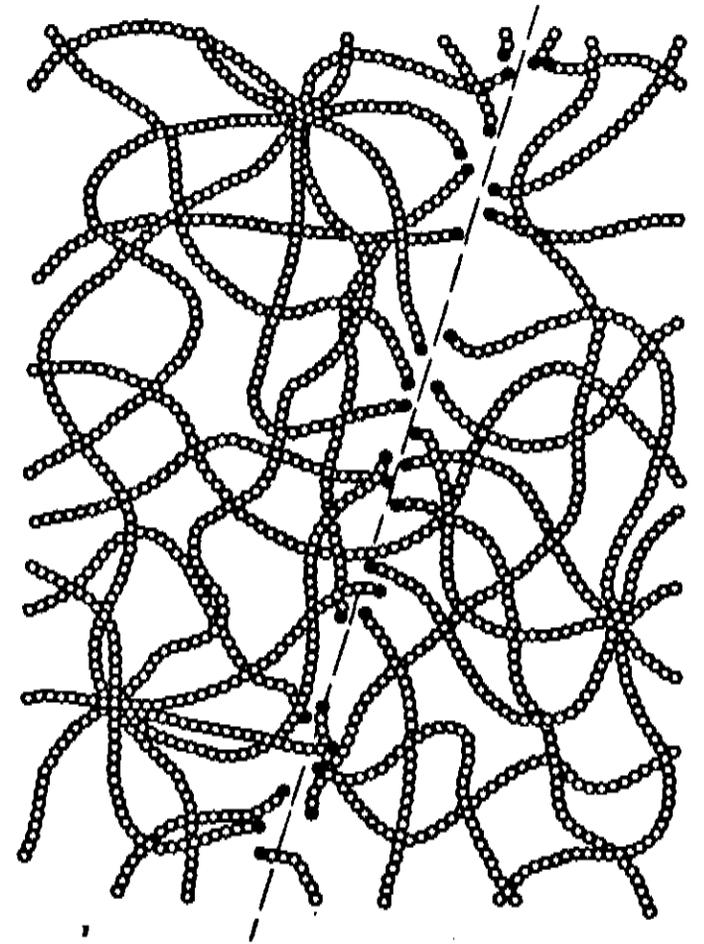
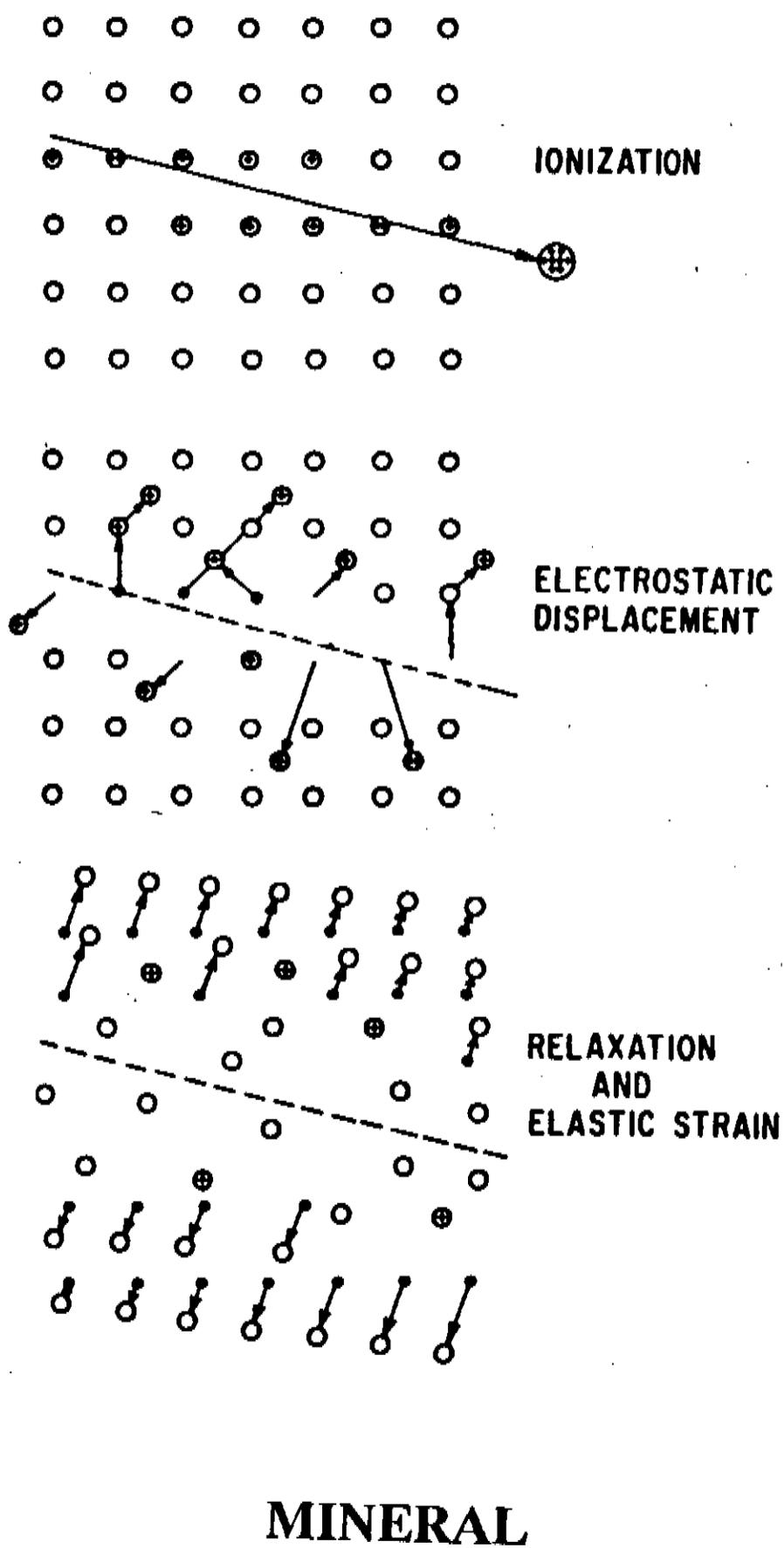
3.3.1 Modelo da Explosão Iônica Espigada

Em 1965, os pesquisadores Fleischer, Price e Walker fizeram uma proposta de um modelo semi-quantitativo para a formação de traços: quando uma partícula ionizante (fragmentos de fissão, partículas alfa, prótons,..etc) incide sobre um material (detector) , provoca um desarranjo na estrutura molecular do mesmo, deixando uma estreita região contendo uma alta concentração de íons positivos. Como a densidade de carga na vizinhança da passagem íon-projétil, é suficientemente grande, inicia-se um processo coletivo de expansão de cargas devido à repulsão coulombiana entre elas; em outras palavras, o tempo para a reconstrução da rede elétron-íon positivo é muito grande comparado com o tempo da vibração da dita rede ($\approx 10^{-13}$) seg [29]. Os traços deixados por partículas carregadas são chamados “ traços latentes”. Estes traços apresentam valores típicos de diâmetros de [20 - 100] Å, e de comprimentos da ordem de microns que dependem de características da partícula e do detector. Eles são observáveis por microscopia eletrônica (ver figura 5), mas como esta técnica

MODELO DA ESPIGA EXPLOSÃO

Nuclear Tracks in Solids , pp-(4),(32)

por : R.Fleischer and P.Buford



POLÍMERO

Figura 4

MICRO -FOTOGRAFIA DE UM BURACO DEIXADO POR UMA PARTÍCULA CARREGADA

Nuclear Tracks and Radiation Measurements

Volume 15 nos 1 - 4 1988 pp-169

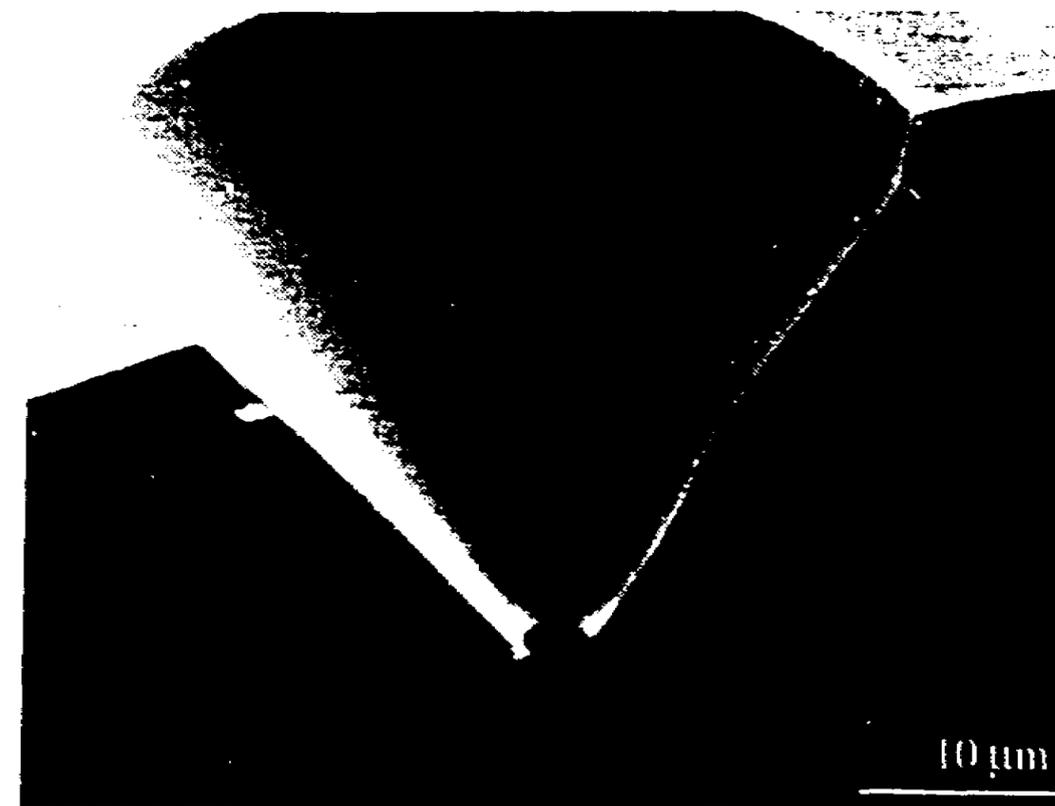
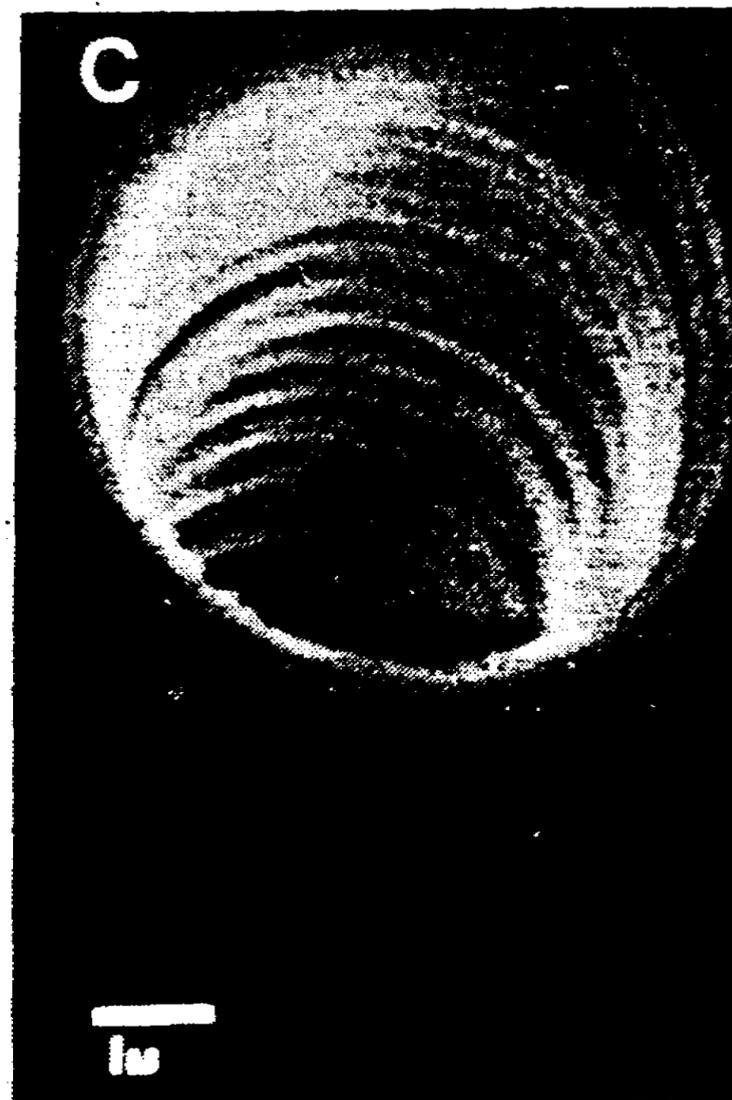


Figura 5

tem a desvantagem de apagar progressivamente os traços e por conseguinte levar à perda parcial da informação (que são os próprios traços), então nós utilizamos outra técnica, que consiste em atacar quimicamente os detectores, o que permite que os diâmetros dos traços sejam amplificados para dimensões da ordem de microns. Estes “traços revelados” podem geralmente ser observados ao microscópio óptico [30] [31].

3.4 Geometria de um Traço

A geometria de um traço pode ser descrita pela ação simultânea de 2 processos químicos, ver figura (6):

a)- Velocidade de ataque químico ao longo do traço V_t

- Esta velocidade depende do tipo de detector, tempo de ataque químico, e da perda da energia por ionização por unidade de comprimento (dE/dX).

É impossível determinar a expressão analítica exata de (V_t) ainda hoje, mas é possível escrever uma expressão aproximada usando expansão em série de Taylor:

$$V_t(x, x1) = V_t(x = a) + \frac{(x - a)}{1!} \left| \frac{\partial V_t(x, x1)}{\partial x} \right|_{x=a} + \frac{(x - a)^2}{2!} \left| \frac{\partial^2 V_t(x, x1)}{\partial x^2} \right|_{x=a} + \dots$$

onde:

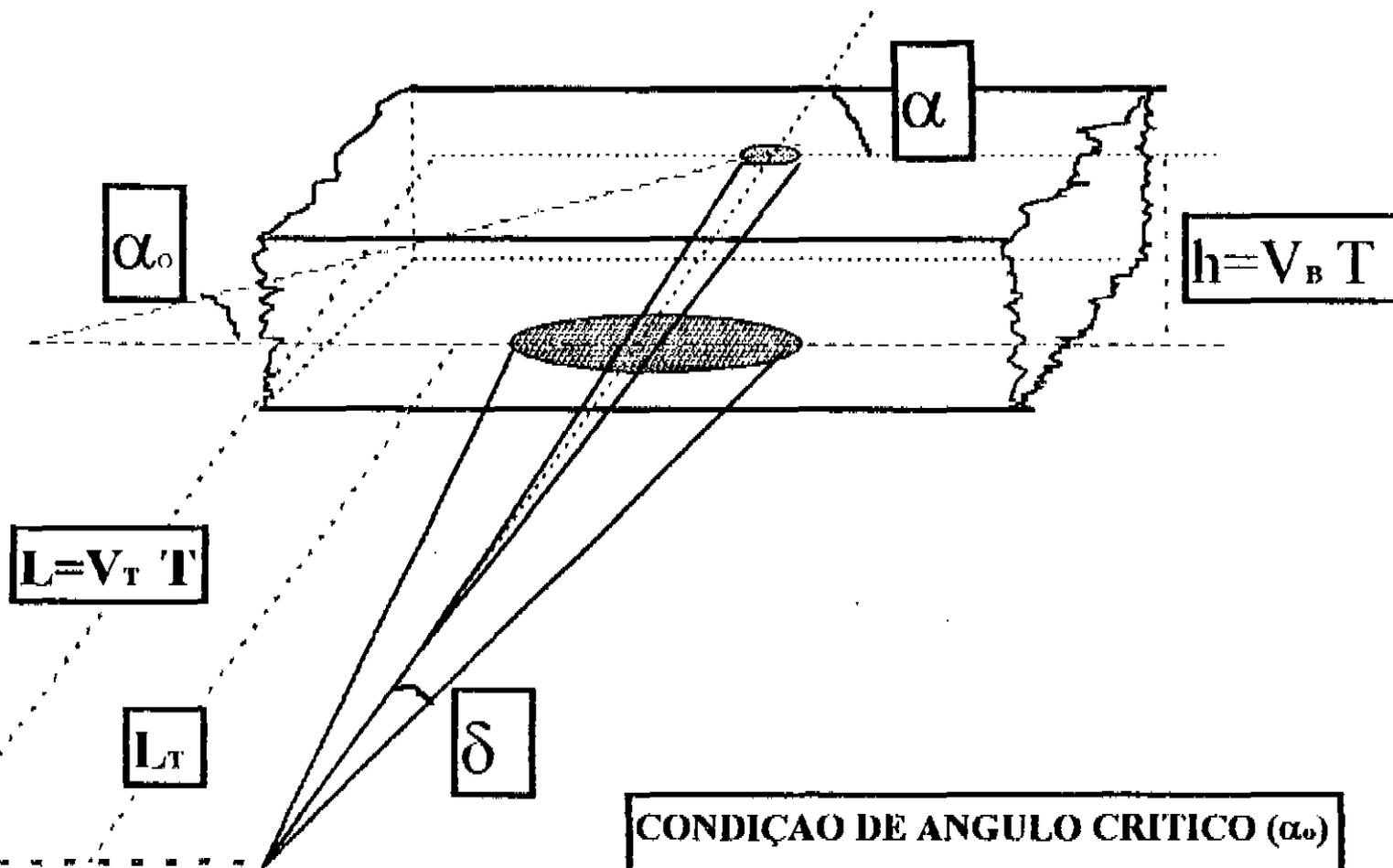
$$0 < a < L$$

Sendo (L) comprimento do traço revelado.

- Durrani e Bull (1986) [29] explicam que o modelo cônico, que considera V_t constante, pode ser explicado e com uma boa aproximação até o primeiro termo desta série de Taylor.

- Existe também o modelo Polinomial dado por Bethe (1986), que está limitado por

GEOMETRIA DE UM TRAÇO



CONDIÇÃO DE ÂNGULO CRÍTICO (α_0)

$$\sin \alpha_0 = \frac{h}{L} = \frac{V_B T}{V_T T} = \frac{V_B}{V_T}$$

$\therefore \forall \alpha > \alpha_0$ o traco e um cono

V_T - Velocidade no traco

V_B - Velocidade fora do traco

Figura 6

um processo químico e é expresso da seguinte maneira:

$$\frac{V_t}{V_b} = 1 + A.REL + B.REL^3$$

onde A,B são coeficientes numéricos determinados por resultados experimentais e REL é Restricted Energy Loss. [30].

- Hoje em dia acredita-se que $V_t(x)$ tem que ser essencialmente uma função da energia da partícula incidente e da razão de energia perdida no detector por unidade de comprimento, sendo uma expressão da seguinte forma:

$$V_t(x) = F(-dE/dx, E^o)$$

Onde E^o é a energia inicial da partícula [32].

b)- Velocidade de ataque químico fora do traço V_b

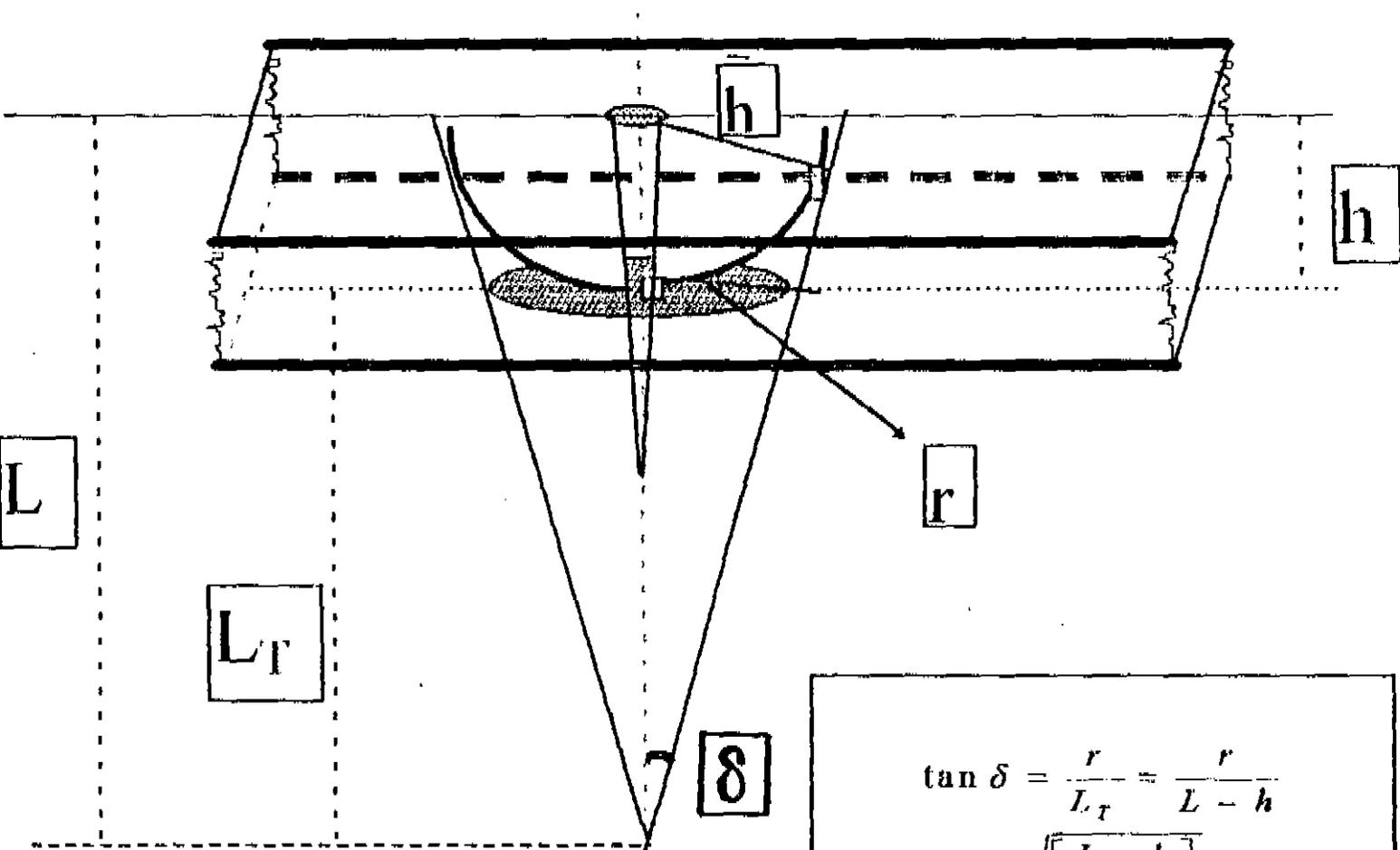
.- Esta velocidade depende somente do tipo de detector e do tempo de ataque químico.

Modelo Teórico de Fleischer e Price

O primeiro modelo teórico que fez relações com as dimensões de um traço, para uma partícula cujo ângulo de incidência é de 90° , foi dado por [34], ver figura(7). Eles assumiram que :

- a).-o traço é um buraco cônico
- b).-a velocidade dentro do traço é constante
- c).-a velocidade fora do traço é constante e isotrópica
- d).-a razão $\frac{V_t}{V_b} = V$, é constante
- e).-cada ponto da superfície é considerada como uma fonte emissora de ondas corrosivas esféricas (similar ao princípio de HUYGENS), então com esta hipótese,

MODELO DE FLEISHER E PRICE (1964)



$$\tan \delta = \frac{r}{L_T} = \frac{r}{L - h}$$

$$r = h \sqrt{\frac{L - h}{L + h}}$$

$$\tan \delta = \frac{h}{\sqrt{L^2 - h^2}}$$

$$V = \frac{V_T}{V_B}$$

$$r = h \sqrt{\frac{V - 1}{V + 1}}$$

Figura 7

as camadas de material são removidas de forma uniforme, ver figura(7).

$$\tan\delta = \frac{r}{L_t} = \frac{r}{L-h} \quad (1)$$

mas por semelhança de triângulos teremos:

$$\frac{r}{h} = \frac{L-h}{\sqrt{L^2-h^2}} \rightarrow \frac{r}{L-h} = \frac{h}{\sqrt{L^2-h^2}} \quad (2)$$

$$r = h\sqrt{\frac{L-h}{L+h}} \quad (3)$$

substituindo (2) em (1)

$$\tan\delta = \frac{h}{\sqrt{L^2-h^2}}$$

então chamemos:

$$V = \frac{V_t}{V_b} = \frac{L}{h} \quad (4)$$

substituindo (4) em (3)

$$r = h\sqrt{\frac{L-h}{L+h}} = h\sqrt{\frac{V-1}{V+1}}$$

então:

$$\text{Diâmetro} = 2h\sqrt{\frac{V-1}{V+1}}$$

As relações que eles obtiveram são puramente geométricas , mas constituem uma boa aproximação para o diâmetro de um traço com a altura das camadas de material removido pelo ataque químico [34].

tomando em conta que:

$$V_t \gg V_b \rightarrow \frac{V_t}{V_b} \gg 1$$

$$\frac{V-1}{V+1} = \frac{\frac{V_t}{V_b} - 1}{\frac{V_t}{V_b} + 1} \approx 1 \quad (5)$$

Então:

$$Diâmetro = 2h \sqrt{\frac{V-1}{V+1}} \approx 2h$$

A importância deste resultado semi-quantitativo é que nós podemos, em primeira aproximação, estimar o valor da espessura da camada de material, a partir do diâmetro dos traços medidos.

Na figura (8) mostra-se o resultado das medições de V_b feitas em diferentes concentrações de NaOH e KOH a diferentes temperaturas. Os resultados para cada temperatura apresentam curvas suaves onde medições similares vem recentemente sendo publicadas por outros pesquisadores. O valor de V_b à temperatura de $T = 70^\circ$, mostra uma excelente acordo com valores conhecidos por Green e Durrani para NaOH enquanto que o acordo para KOH é muito pequena. Os resultados da figura (8) estão também em geral em acordo com os trabalhos apresentados por Somogyi e Hunyadi para NaOH, ainda que estes autores sugiram uma dependência polinomial de V_b .

Quando dispomos $\ln(V_b)$ vs. $(TK)^{-1}$ os resultados da figura (8) mostram uma boa conformidade com a relação seguinte:

$$V_b = A e^{-E/kT}$$

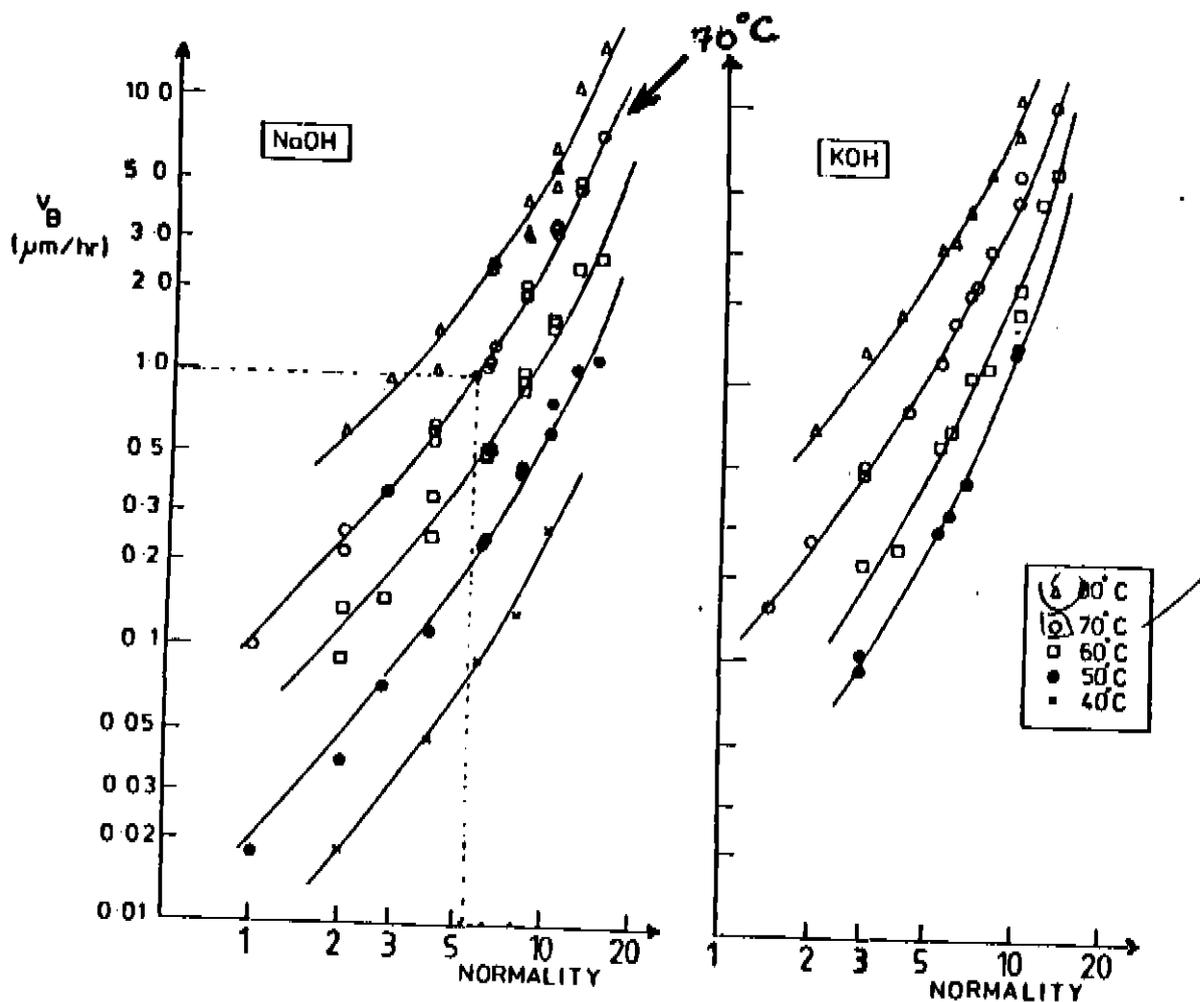
Onde E é a energia de ativação: $E = 0,77 \pm 0,02$ e.v para NaOH [35].

Na realidade, a razão de velocidades de ataque V (V_t/V_b), não é estável ao longo da trajetória do traço; e para um pequeno comprimento de um traço (l), V pode-se

CURVA DE V_B . VS. NORMALIDADE

Study of Bulk-Etch Rates and Track-Etch Rates in CR-39

por : P.Green, A Ramls and S.A.Durrani , pp-(552)



Energia de ativação (E)

$E = 0.77 \pm 0.02$ e.v

Nucl.Instr.and Meth .

abril 1982 pp-552

P.F.Green, and Durrani

$E = 0.78 \pm 0.03$ e.v

Nucl.Instr. and Meth 190 . 1981 pp-415

S.A.Amin and D.L.Henschaw

$E = 0.88 \pm 0.03$ e.v

INCSSNTD LYON .

1979 pp-443-452

Somogyi and F.Hunyadi

$$V_b = A e^{-E/kT}$$

Figura 8

aproximar à fórmula [34] :

$$V^{-1} = \frac{1}{L} \int_0^L V^{-1}(x) d(x)$$

Sabe-se que, para qualquer partícula, cujo ângulo de incidência $\alpha > \alpha_0$, (α_0 é o ângulo crítico), o gravado químico do traço, é um conc.

O fenômeno de ângulo crítico esta dado pela seguinte condição [30] :

$$\text{sen} \alpha_0 = \frac{h}{L} = \frac{V_m}{V_t}$$

3.5 Tipos de Detectores e suas Características

Na realidade nos anos 60, 70 foram muitas as indústrias que aperfeiçoaram os polímeros como detectores de partículas alfa. Citaremos algumas:

- a).-Policarbonatos LEXAN, fabricados pela General Eletric (EUA)
- b).-Makrofol, fabricado pela Bayer AG (ALEMANHA)
- c).-Nitratos de Celulose, fabricados pela Daicel (JAPÃO) e Kodak-Pathé (FRANÇA)
- d).-LR - 115, fabricado pelo Kodak-Pathé (FRANÇA)
- e).-CR - 39, fabricado por:
American Acrilics (EUA)
Homalite (EUA)
Pershoke Moldings (INGLATERRA)
Baryo Track (JAPÃO) [30]
- f).-SR - 86, fabricado pela Toray Industries (JAPÃO)

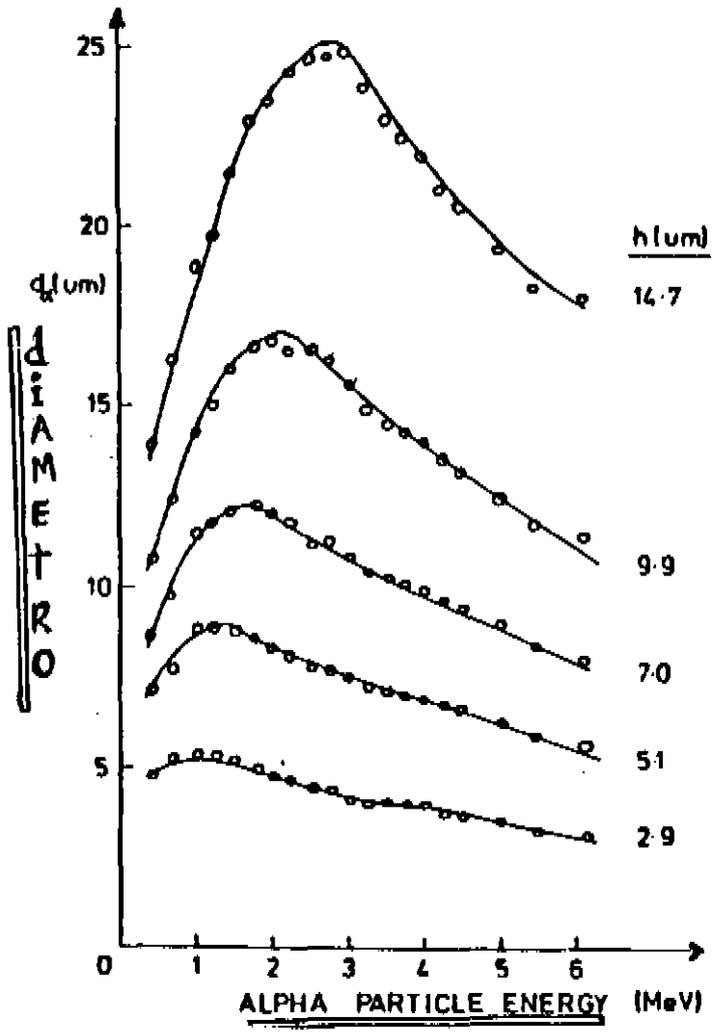
Na atualidade, os plásticos mais utilizados como detectores de partículas alfa, pelo menos no que se refere a monitoração do Rn-222 e filhos, são: o LR-115 e o policarbonato CR-39. Hoje encontramos um novo detector que é muito mais sensível do que estes dois, enquanto à detecção de partículas de altas energias ($E > 20$ Mev.) é o SR-86(10), SR-86(20). Mas o uso deste detector não é interessante nesse trabalho visto que as energias das partículas alfa do Rn-222 e filhos não ultrapassam 7,8 Mev [36].

CURVAS DE DIÂMETRO .VS. ENERGIA

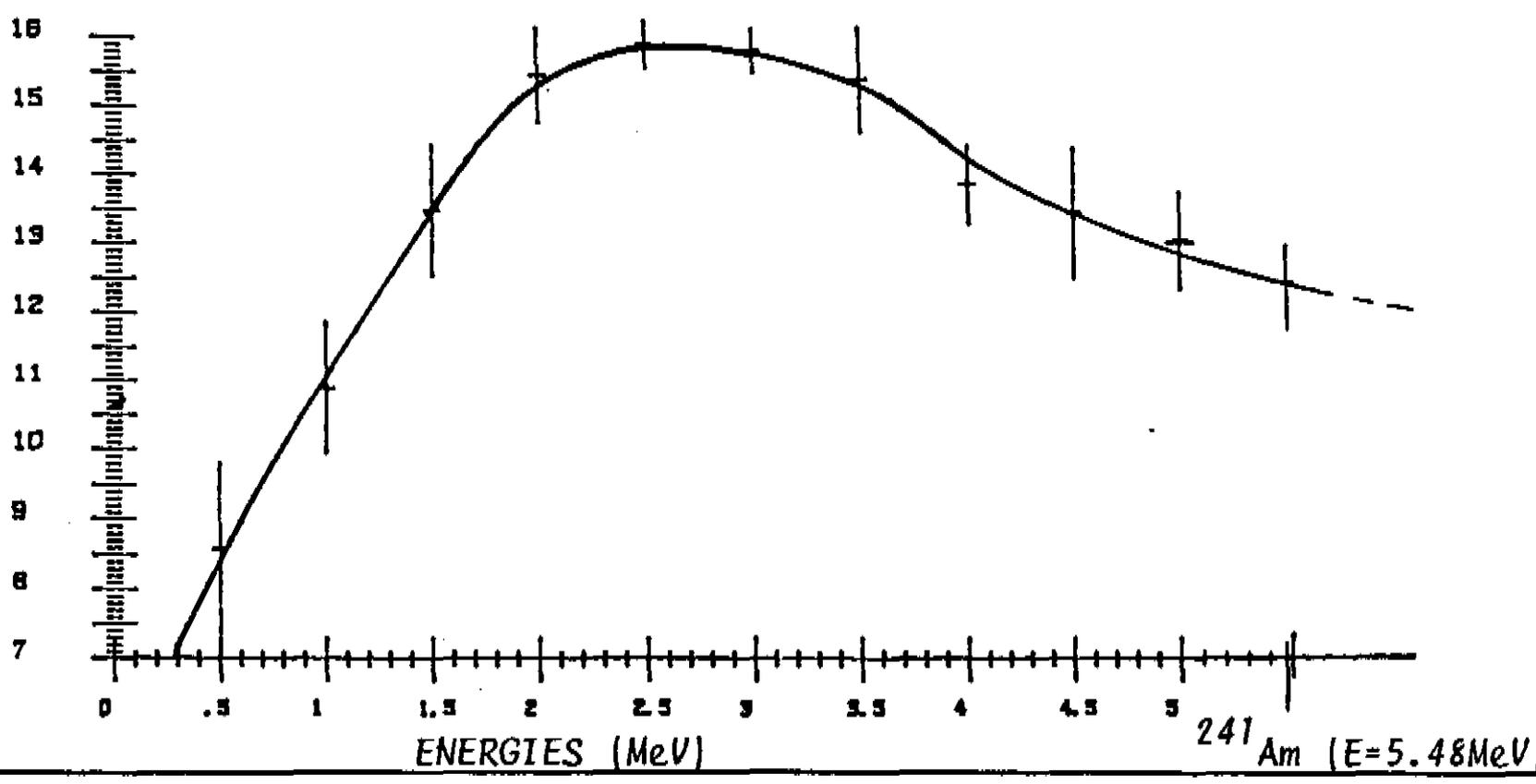
Study of Bulk-Etch Rates and Track-Etch Rates in CR-39

por : P.Green, A Ramlis and S.A.Durrani , pp-(555)

Nuclear Tracks and Radiation Measurements , pp-(118)



DIAMETER (Microns)



ENERGIES (MeV)

^{241}Am ($E=5.48\text{MeV}$)

Na figura (9) apresenta-se os traços deixados por partículas alfa para vários ângulos de incidência em detectores CR-39.

LR-115 Nitrato de Celulose ($C_5 H_8 O_9 N_2$)

- Da cor avermelhada, mas translúcido, disponível comercialmente em lâminas de $\approx 13\mu m$ de espessura. Este polímero só pode detectar partículas alfa com intervalo de energia entre 0,5 a 4 Mev. O ataque químico ideal para o LR-115 é uma solução de NaOH 2,5N a uma temperatura de $60^{\circ}C$. Com base nos resultados experimentais da curva de ataque químico, a maioria dos pesquisadores optou pela adoção de um tempo de ataque de 100 minutos para o detector LR-115 .

Cabe saber que o nitrato de celulose tem limites de detecção quanto à energia máxima ao ângulo zenital da partícula alfa incidente [37].

CR-39.- Allyl Diglicol Carbonate ($C_{12} H_{18} O_7$)

- Em 1978 pesquisadores de BERKELEY descobriram que este plástico amorfo, resultante da polimerização do monômero líquido Carbonato de Diglicol Alítico (marca registrada da PPG Chemicals, Inc, USA), comercialmente disponível em lâminas finas de espessura ($\approx 1mm$), poderia detectar prótons e alfas de baixa energia (0,5 - 20 Mev), após um conveniente ataque químico por uma solução aquecida de NaOH .

TRAÇOS DEIXADOS POR PARTÍCULAS ALFA PARA VÁRIOS ÂNGULOS DE INCIDÊNCIA

Nuclear Tracks and Radiation Measurements

Volume 15 nos 1-4 1988, pp-(117)

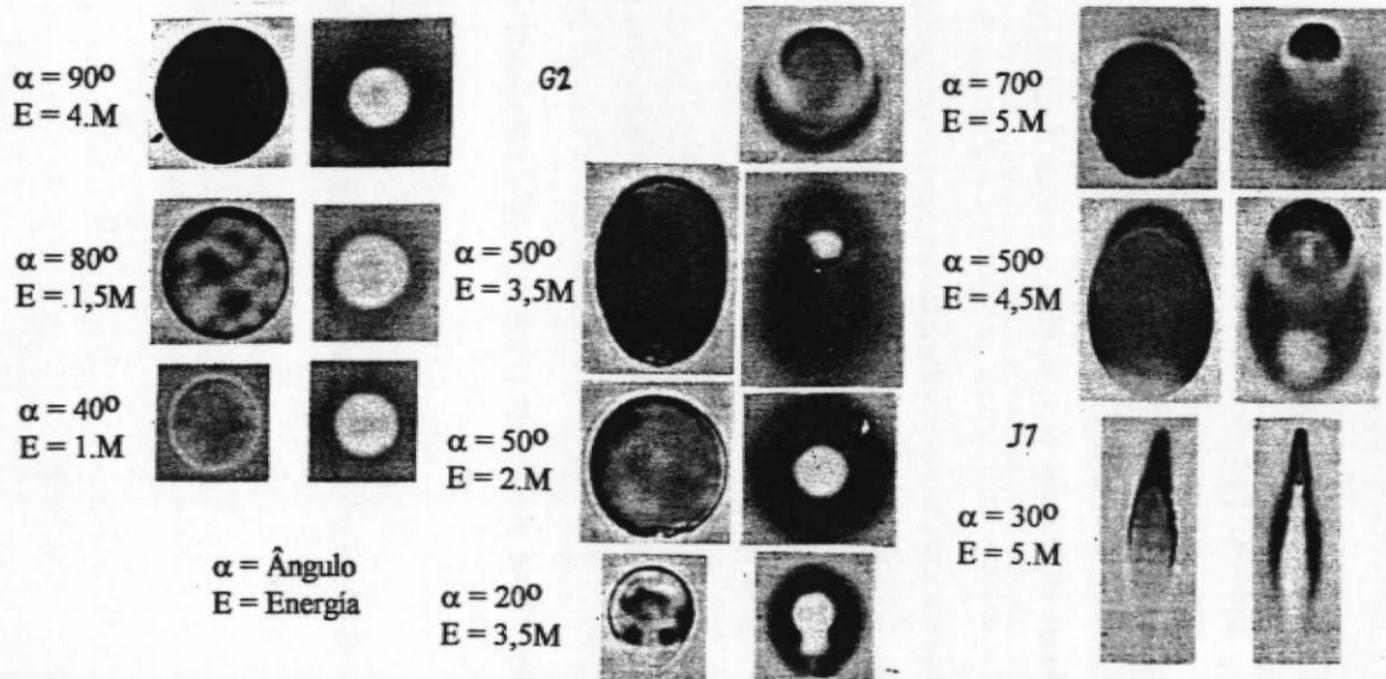
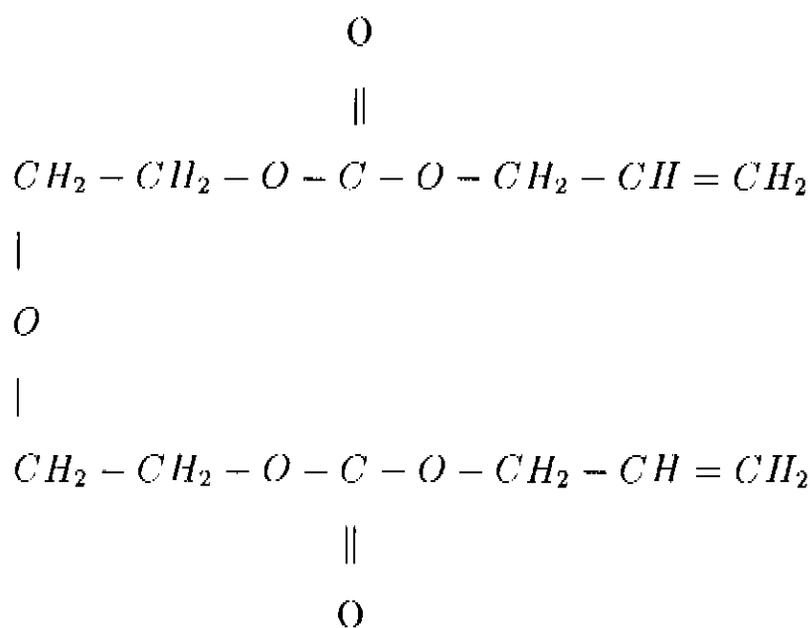


Figura 9

Este monômero é uma Allyl resina que consta dos dois seguintes grupos funcionais ($-CH_2 - CH = CH_2$), ver figura(10).



A presença dos dois grupos funcionais Allyl, convertem o CR-39 em um “ THERMO-SET PLASTIC”; este plástico caracteriza-se por ser muito duro, apresenta enlaces transversais, ser totalmente amorfo, e ser insolúvel em todos os solventes [39].

Devido a sua sensibilidade o CR-39 veio a preencher uma lacuna existente na detecção de partículas carregadas menos ionizantes, como prótons. Pela técnica do registro de traços deixados nos dielétricos, sabe-se que para incidência normal de prótons ou alfas sobre a superfície da lâmina de CR-39, observa-se uma correlação entre a energia da partícula incidente e o diâmetro do orifício circular deixado no seu ponto de entrada (visível após o ataque químico) [38] .

3.6 Características pelas quais Escolhemos o CR-39 Como Nosso Detector

- 1).-É opticamente transparente.
- 2).-É muito sensível à radiação.
- 3).-É altamente isotrópico e homogêneo.
- 4).-É um dos plásticos mais resistentes a danos ocasionados por condições ambien-

Grupos funcionais Allyl do Cr-39

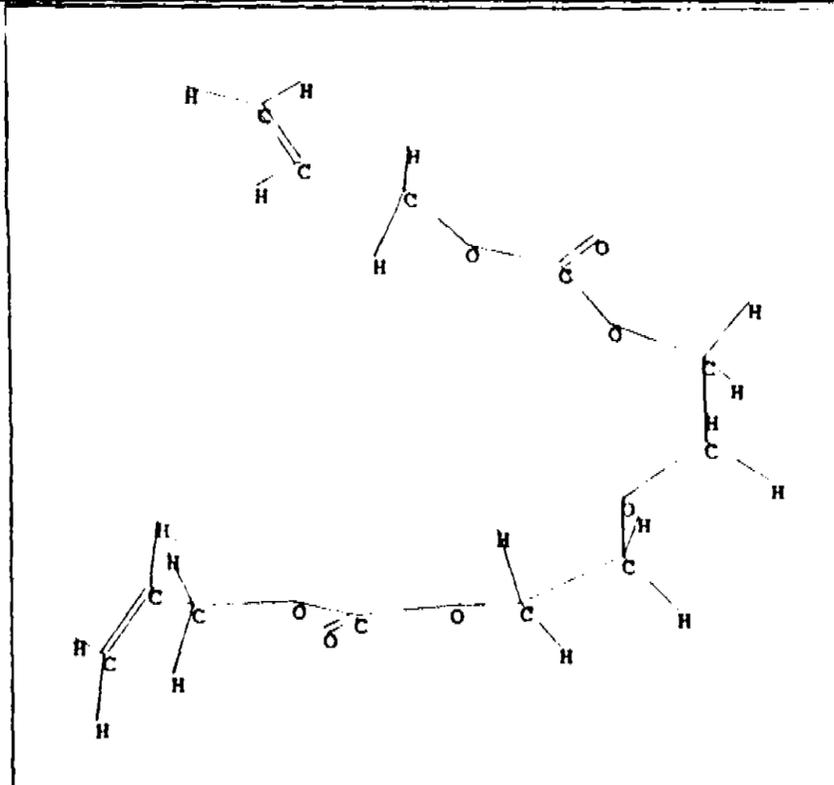
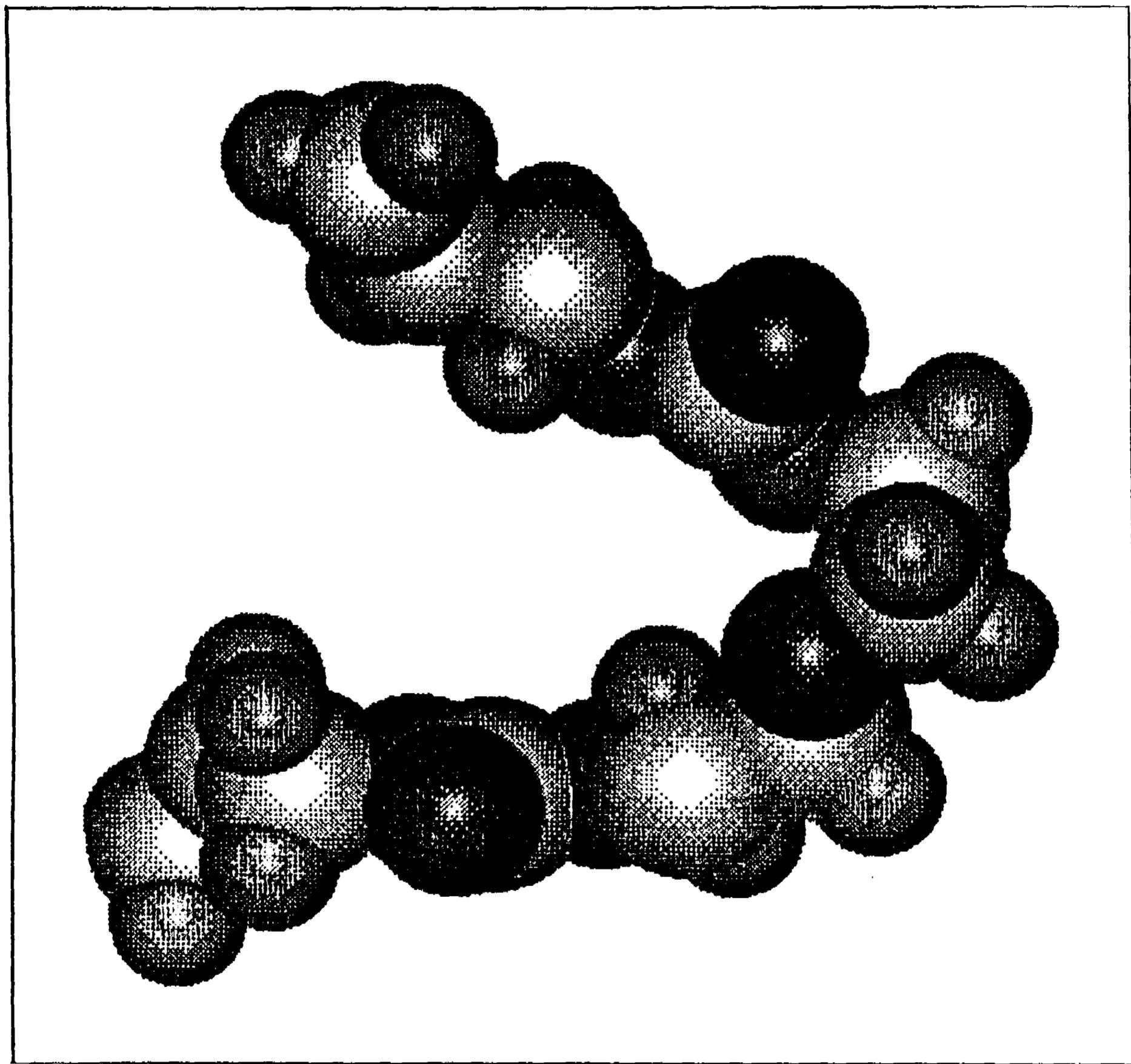


Figura 10

tais como, temperatura, umidade, ação corrosiva de poluentes..etc.

5).-A sensibilidade e homogeneidade não muda com o tempo, o que acontece com outros detectores, tais como o (LR-115).

6).-Tem um índice de refração ligeiramente menor que o do vidro comum.

7).-É completamente amorfo. Isso faz com que os traços sejam muito regulares.

8).-É resistente a quase todos os produtos químicos exceto as bases fortes e ácidos oxácidos.

9).-É resistente a altas temperaturas, até uma ordem de $80^{\circ}C$; e para $T \geq 100^{\circ}C$, por ser materiais orgânicos, têm alterações na estrutura do mesmo [39].

Ataque Químico

Detetores plástico como CR-39 e o LR-115 ao serem submetidos a um ataque químico conveniente por uma solução básica, são corroídos uma certa espessura, onde a velocidade de ataque na região danificada do traço de partícula alfa (V_i), é maior que em outras regiões (V_B) [25], por conseguinte os traços são ampliados e se tornam visíveis ao microscópio óptico as bases mais utilizadas são: NaOH, K(OH).

Uma curva de ataque químico típica para o CR-39, utilizando uma solução de NaOH a uma concentração de 6,25N , esta mostrada na figura(11) [52] .

3.7 Fatores Ambientais que tem Influência na Distribuição Espacial do Rn-222 e seus Filhos

a) *Plate – out*

.-Os filhos do Rn-222 (Po, Pb, Bi) são elementos metálicos que têm as propriedades de estabelecer ligações químicas com muita facilidade. Aqueles átomos quando estão no ar, colidem com superfícies materiais e, quando isso acontece, eles têm grande probabilidade de ficarem ali retidos (independente da composição química do mate-

CURVA DE ATAQUE PARA O CR-39

(6.25N NaOH 70 Grados Centígrados)

Teses de Doutorado de SÉRGIO DE PAULO (IFGW) pp - 32

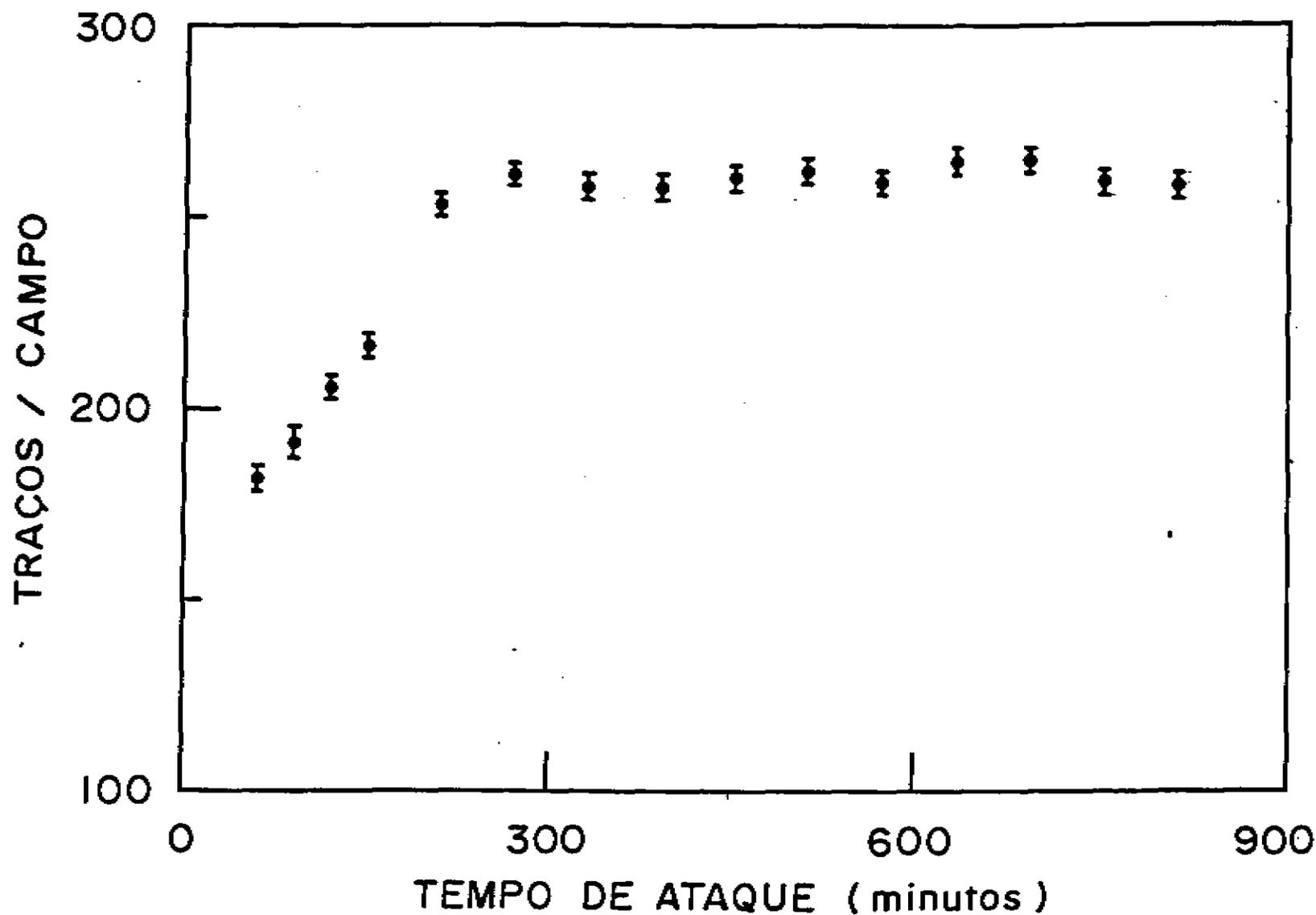


Figura 11

rial). Este fenômeno é conhecido como *plate – out*.

Analiticamente este fenômeno do *plate – out* é estudado por meio da equação de Fick, a qual é capaz de descrever a depleção do número de átomos/ cm^3 de filhos do Rn-222 nas proximidades de superfícies materiais [40] [41] e [42].

b) Ventilação

.-É evidente que a distribuição espacial do Rn-222 em primeira aproximação pode ser considerada homogênea, pelo fato desse radionucleído ser um gás nobre e que não pode ser removido do ar pelo efeito do *plate – out*. Porém há um trabalho teórico que indica, que em condições normais, as correntes de ar aumentam o número de átomos desse radionucleído nas proximidades das paredes, fazendo com que a sua distribuição não seja homogênea [47].

Espera-se, que quando as correntes de ar penetrem através de portas e janelas, elas exerçam uma influência na concentração de Rn-222 e filhos existentes no ar e por conseguinte alterem a distribuição espacial dos mesmos nos ambientes de convívio humano [43].

Este tipo de efeito apresenta-se das seguintes maneiras:

a.)-A ventilação produz um efeito de troca entre o ar interno e externo , fazendo com que uma fração significativa dos átomos do Rn-222 sejam retirados de um ambiente e por conseguinte diminua a concentração do Rn-222 e seus filhos [44].

b.)-A ventilação pode jogar átomos de filhos do Rn-222 contra as paredes e outras superfícies do ambiente, fazendo com que exista um aumento na retirada desses radionuclídeos do ar por meio do *plate – out*. A ventilação será então um fator muito importante no que se refere à retirada de átomos de filhos do Rn-222 do ar, tendo assim uma influencia significativa na diminuição do fator de equilíbrio (F) [46].

Fator de Equilíbrio

.- O fator de equilíbrio expressa, de uma certa forma, a relação entre o atividade alfa dos filhos do Rn-222 e a do Rn-222. Matematicamente se pode expressá-lo como:

$$F = \sum_{i=1}^4 f_i \cdot \frac{A_i}{A_o}$$

Onde: $f_1=0,105$, $f_2=0,516$, $f_3=0,380$, $f_4 = 5,2710^{-8}$

$A_i(i=1,..,4)$ são as concentrações da atividade alfa para Po-218 , Pb-214, Bi-214, Po-214 e A_o é para o Rn-222 [47].

Um aspecto importante que deve-se levar em conta, quanto à velocidade de deslocamento dos átomos dos filhos do Rn-222, é que a mesma não é necessariamente igual à própria velocidade de ar. É possível , também que a velocidade imposta aos aerossóis pela ventilação , possa ser diferente da velocidade imposta aos filhos livres do Rn-222 . Além disso, a ventilação de convecção (\vec{u}) pode variar de ponto a ponto num ambiente.

Também deve-se ter em mente que, em pontos bem próximos das superfícies, existe uma zona onde as correntes de ar formam ondas perturbativas, devido ao choque das moléculas de ar com estas superfícies.

Um outro aspecto importante é que quanto maior for a intensidade com que o deslocamento de ar “joga” átomos em direção à parede maior deve ser a depleção [45].

Definamos:

Depleção:

É um fenômeno físico que pode ser entendido como a diminuição na atividade alfa dos filhos do Rn-222 nas proximidades de superfícies materiais como consequência do efeito do *plate-out*.

DME:

Considerando os aspectos de física nuclear, chama-se assim à distância máxima que os filhos do Rn-222 pode percorrer no ar antes de se desintegrarem como consequência de sua meia vida característica.

C) Influência dos Aerosóis

-Os aerosóis são partículas encontradas no ar numa grande variedade de tamanhos, aproximadamente de 0,01 a 1 μm . Partículas maiores sofrem um processo de sedimentação, isto é caem em direção ao solo, devido à ação da força de gravidade. Os aerosóis têm composição bastante variada, dependendo da região por exemplo, numa região industrial é de se esperar que prevaleçam na sua constituição, moléculas como H_2SO_4 , CO_2 , CO, etc. Em regiões áridas, se espera que sua constituição seja composta de pequenas partículas de poeira e em regiões situadas na orla marítima que sejam constituídos em grande parte por aglomerados de sais, água etc [45] [48].

Sabe-se que a concentração média dos aerosóis em ambientes de convívio humano, encontra-se entre 10^3 e 10^5 partículas/ cm^3 , mas isto pode variar de ambiente para ambiente. Estas partículas difundem-se através do ar, com diferentes coeficientes de difusão que se situam entre 10^{-2} e 10^{-6} cm^2/seg [49].

Trabalhos mais recentes têm demonstrado que os filhos do Rn-222 não se difundem isoladamente através do ar, mas sim ligados a moléculas polares de substâncias como H_2O ou CO_2 formando assim “clusters” ou agrupamentos de moléculas que são pequenas para serem considerados aerosóis. Eles podem movimentar-se com coeficientes de difusão que variam entre 0,01 e 0,1 cm^2/seg , dependendo do seu tamanho [51].

Os filhos do Rn-222 livres, que não estão depositados sobre aerosóis, se difundem com um coeficiente de difusão médio de 0,054 cm^2/s , enquanto que os filhos do Rn-222 que estão depositados sobre os aerosóis mais leves movimentam-se com um

coeficiente de difusão de $10^{-2} \text{cm}^2/\text{s}$ e os depositados sobre os aerossóis mais pesados se difundem com um coeficiente de difusão $\approx 10^{-6} \text{cm}^2/\text{s}$ [51].

Sabe-se também que existe deposição de aerossóis em superfícies materiais e que os filhos de Rn-222 formados numa região próxima de uma parede tem pouca probabilidade de se ligarem a aerossóis, já que têm grande probabilidade de ser rapidamente capturados pela parede .

Difusão

.-É um processo de transporte baseado no fato de que as moléculas têm a tendência de migrar por meio de colisões para regiões onde seu gradiente de concentração é menor . O coeficiente de difusão, D, é expresso matematicamente por [52]

$$D = \frac{1}{3} \int_0^{\infty} V \lambda_{tr} f(v) d(v) \quad (6)$$

(λ_{tr}) é o livre caminho médio de transporte.

V = velocidade das partículas consideradas.

f(v) = função de distribuição de velocidades.

Estimativa do coeficiente de difusão para os aerossóis:

Se supormos que os aerossóis são esferas rígidas, seu livre caminho médio de transporte [52] fica como:

$$\lambda_{tr} = \left\{ \pi \sigma^2 n_1 \sqrt{\frac{m + m_1}{m}} + \pi s^2 n \sqrt{2} \right\}^{-1}$$

Onde: n_1 e n são as respectivas concentrações das partículas de massa m_1 e m , respectivamente, e s e σ são os diâmetros das moléculas “alvo” e o diâmetro médio das moléculas das 2 espécies em colisão, respectivamente.

Sabendo que os valores típicos, em ambientes de convívio humano [52] são:

$$n_1 \approx 3 \times 10^{10} \text{cm}^{-3}, n \approx 3 \times 10^3 \text{cm}^{-3}, s \approx 0,1 \mu\text{m} \text{ e } \sigma \approx 0,05 \mu\text{m}$$

Então temos:

$\lambda_{tr} \approx 10^6$ cm, para colisões aerossol-aerossol

$\lambda_{tr} \approx 10^{-10}$ cm, para colisões aerossol-molécula de ar

Vamos supor que o caminho livre médio dos aerossóis (λ_{tr}) é independente de sua velocidade média (o que não é verdade pois a velocidade média, \bar{V} e o caminho livre médio dos aerossóis, λ_{tr} , estão vinculados através de parâmetros, como tamanho dos aerossóis). Então a equação (5), fica :

$$D = \frac{1}{3} V \lambda_{tr} \quad (7)$$

Onde (V) é a velocidade média das partículas consideradas.

Pelo princípio de equipartição da energia ($\bar{E}_c=3/2KT$) o valor da velocidade dos aerossóis é ≈ 10 cm/s. Substituindo-se este valor em (6) temos os seguintes resultados [52] :

$D = 10^7$ cm²/s, para colisões aerossol-aerossol

$D = 10^{-9}$ cm²/s, para colisões aerossol-molécula de ar

Nós sabemos que os valores experimentais do coeficiente de difusão estão compreendidos entre 10^{-2} e 10^{-6} cm²/s. No entanto os resultados anteriores dos valores limites do coeficiente de difusão D , para a colisão aerossol-aerossol resulta absurdo, portanto, concluindo, esta colisão aerossol-aerossol resulta muito pouco provável. Enquanto os resultados do coeficiente de difusão para colisões aerossol-molécula de ar, apesar de ser um valor próximo do observado experimentalmente, nos indica que os aerossóis não podem ser tratados como simples esferas rígidas.

d) Forças Eletrostáticas

.-Sabe-se que em presença de campos eletrostáticos negativos aumenta a taxa de deposição dos átomos dos filhos do Rn-222. Esse resultado indica que esses radio-

nuclídeos têm uma tendência de se carregarem positivamente. Os aerossóis têm uma tendência semelhante aos filhos do Rn-222 de serem atraídos por cargas negativas [51] [53].

O efeito das forças eletrostáticas também pode ser equacionado no âmbito da teoria de transporte, como partículas que se movimentam num meio sujeitas a forças externas e se inserem no que chama-se “difusão forçada”. Assim mesmo, o efeito das forças electrostáticas pode fazer que a influência de *plate – out* dependa do tipo de material que este em contato com uma atmosfera de Rn-222 e filhos.

A expressão que estabelece uma relação da força electrostática é:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = - \frac{D}{KT} \frac{\partial n \cdot F}{\partial z}$$

Onde a força electrostática (\vec{F}) é: $\vec{F} = \vec{E} \cdot K_e$

valor experimental de mobilidade K_e (m^2/Vs)

$$0,3 \times 10^{-4} \leq K_e \leq 2 \times 10^{-4} m^2/Vs \text{ [54] [55].}$$

4 PARTE TEÓRICA

4.1 Teoria do Transporte

A teoria geral do transporte, alicerça-se na chamada também equação de BOLTZMANN, ou equação de transporte, que é uma equação de continuidade.

Faz mais de cem anos desde que Boltzmann propôs sua famosa equação diferencial, integrável, não-linear, e não homogênea, equação que é fundamental dentro da teoria cinética de gases monoatômicos diluídos. Matematicamente se pode expressá-la como [58]:

$$\frac{\partial n(r, v, t)}{\partial t} + |\vec{u}| \frac{\partial n(r, v, t)}{\partial r} + |\vec{a}| \frac{\partial n(r, v, t)}{\partial v} = \int \int G_{(g)} |\vec{v}_1 - \vec{v}_2| [n' n'_1 - n n_1] dv d\Omega$$

Fisicamente esta expressão representa a evolução temporal de uma função distribuição de uma partícula $n_{(r,v,t)}$ que encontra-se em um gás rarefeito de partículas e que pode fazer colisões binárias; onde o índice referente à velocidade, nas colisões binárias é:

$$(\vec{n} \vec{n}_1 \leftarrow \vec{n}' \vec{n}'_1),$$

$G(g)$ é a seção de choque diferencial para as colisões, \vec{a} é a aceleração devido a um potencial externo $U(r)$ ($m \cdot \vec{a} = - \nabla U$) e $\int d\Omega$ indica sobre todas as possíveis direções de movimento das partículas.

A equação de Boltzmann é só para gases de densidades rarefeitos. Ou seja, se d , o “alcance” da força intermolecular é da ordem de um diâmetro atômico 1 \AA e λ é o livre caminho médio (distância entre duas colisões consecutivas); então deve-se assumir que $d \ll \lambda$. Expressando de outra forma, afirma-se que o tempo de uma colisão ($\tau = \frac{d}{\langle v \rangle}$), tem que ser muito curto comparado ao tempo entre 2 colisões ($t_o = \frac{\lambda}{\langle v \rangle}$) [59].

4.2 Modelo Mais Aceito para o Transporte do Rn-222 e seus Filhos

4.3 Modelo de Jacobi

Na literatura existem muitos modelos que tentam descrever o comportamento dos átomos filhos do Rn-222 no ar; dentre esses modelos está o chamado modelo de Jacobi.

Este modelo nos permite calcular o balanço de atividades, considerando um estado de equilíbrio dos produtos de decaimento do Rn-222 e seus filhos, num volume do ar misturado com turbulência. A importância deste modelo é que toma em conta parâmetros que podem ser medidos experimentalmente como:

- a). (λ_d^f) , taxa de deposição dos filhos livres do Rn-222 sobre a superfície das paredes
- b). (λ_a^f) , taxa de deposição dos filhos livres do Rn-222 sobre a superfície dos aerossóis.
- c). (λ_d^a) , taxa de deposição dos filhos do Rn-222 que estão ligados aos aerossóis sobre as superfícies.
- d). (λ_v) , taxa de atividade removida por ventilação, etc.

cada um destes parâmetros são designados por uma constante análoga à constante de decaimento radioativa (λ_i^j) , que varia para cada tipo diferente de fenômeno, e também varia para cada ambiente. Além que o modelo de Jacobi é um modelo temporal, ou seja pode-se fazer uma avaliação dos fenômenos ambientais com relação ao tempo; mas nele não está incluída a avaliação da distribuição espacial dos átomos de Rn-222 e seus filhos, já que considera sua distribuição espacial uniforme (ou seja independente das coordenadas espaciais). A equação de Jacobi, é descrita por a seguinte equação diferencial [56]:

$$\frac{d}{dt} A_i^f = \lambda_{i-1} A_{i-1}^f - \lambda_i A_i^f - \lambda_a^f A_i^f - \lambda_d^f A_i^f$$

4.4 Observações do Modelo de Jacobi

- 1.)-A desvantagem deste modelo é que não leva em conta fenômenos importantes, tais quais como a depleção da atividade dos filhos do Rn-222
- 2.)-Este modelo é muito restringido (limitado), devido a consideração de um estado de equilíbrio numa atmosfera turbulenta.
- 3.)-A grande maioria dos pesquisadores que adotam esse modelo, utilizam a “Detecção Ativa”, para a monitoração de Rn-222 e filhos. 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 que a detecção ativa faz integração espacial da atividade presente no interior do ambiente, dividida pelo volume do ambiente), mais vemos que isto afasta-se da realidade.

A técnica de detecção Passiva, ao estudar a distribuição espacial dos átomos do Rn-222 e filhos, toma em conta os efeitos da depleção das atividades dos filhos do Rn-222, que justamente sabe-se que é mais crítica nas proximidades do detector; enquanto que no modelo de Jacobi perde a sua eficiência, já que não toma em conta os efeitos de *plate – out*. Desta forma, um modelo que leve em conta os fenômenos de difusão e transporte dos átomos do Rn-222 e filhos é muito mais bem-vindo, em termos de poder proporcionar uma melhor avaliação da atividade dos radio-nuclídeos 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 das grandezas temporais, como as taxas de deposição (λ_i^d).

5 Resultados Teóricos

Neste capítulo, não temos como objetivo descrever exatamente a distribuição espacial do Rn-222 e seus filhos, e sim descrever quais são as mudanças de comportamento dos filhos do rádioio no ar devido aos efeitos com ventilação.

Vamos desenvolver um modelo teórico que considera os efeitos mais importantes no transporte do Rn-222 e seus filhos: o transporte por difusão , o transporte por convecção, o decaimento radioativo destes radionucleidos e a presença dos aerossóis no meio.

Sabe-se hoje que a aplicabilidade dos diversos modelos existentes no transporte do Rn-222 e seus filhos tem sido limitada e tem causado muitas discussões, pois tudo indica que os resultados experimentais dependem muito de condições ambientais que não são fáceis de quantificar.

Fazendo algumas considerações gerais sobre cada modelo proposto, verifica-se que, apesar destes explicarem razoavelmente certos comportamentos dos Rn-222 e seus filhos, a sua validade é bastante questionável, devido a estes serem baseados na hipótese de que a distribuição espacial destes radionucleidos é homogênea. Porém , sua distribuição não deve ser homogênea se considerarmos os efeitos de plate-out e ventilação.

Apesar da análise acima apresentar uma série de resultados compatíveis algumas observações experimentais [56] , existem alguns pontos conflitantes que indicam a necessidade de um novo modelo para a distribuição espacial até agora utilizada.

Entretanto para se obter concordância razoável entre o comportamento experimental e o teórico, propomos o seguinte modelo, baseado na equação de BOLTZMANN :

5.1 Estados Estacionários e Critérios de Evolução

Estados estacionários são aqueles em que as variáveis do sistema são independentes do tempo. Assim, os estados estacionários podem ser tanto estados de equilíbrio como estados de não equilíbrio. Estes diferem daqueles, porque os fluxos permanecem não nulos, e entropia continua a ser produzida. No equilíbrio, os fluxos são nulos, e não se produz entropia.

Os estados estacionários de não equilíbrio não podem ser mantidos em sistemas adiabáticos, pois como não ha troca com o ambiente, a entropia produzida por processos irreversíveis não podem ser escoada. O unico estado invariante de um sistema adiabático é o equilíbrio. Vale lembrar que na termodinâmica de não equilíbrio, não existe um princípio geral que indique quando um sistema esta num estado estacionario [50].

5.2 Equação de Balanço de Massa

Sabe-se que para partículas não relativistas, a conservação de massa num elemento estacionario de volume no espaço é dado pela seguinte equação :

$$\int \frac{\partial \rho}{\partial t} . dv = - \oint \rho . v . n . ds$$

Nesta expressão o primeiro membro representa o total da taxa de aumento de massa, no elemento de volume de controle e o segundo o saldo da taxa de entrada de massa através de uma superfície de controle [61].

5.3 Equação de Continuidade

Sabe-se, que todos os fluxos de objetos que se conservam estão sujeitos à equação de continuidade. Esta equação se deduz fazendo um balanço de massa num elemento estacionário de volume (V) de um material contendo partículas monoenergéticas, estas partículas depois de um certo tempo estarão interagutando com núcleos, estarão

espalhando-se, serão absorvidas, algumas entrarão ou estarão saindo do elemento de volume (V); em qualquer destes eventos, as partículas neste pequeno volume satisfazem a condição de continuidade:

Que a concentração de partículas $n(r,v,t)$, deve sofrer uma alteração no tempo devido à produção e perda de partículas neste volume (V). Esta condição de continuidade pode ser descrita pela seguinte equação diferencial [33]:

$$\frac{d}{dt} \int_V n(r, v, t) dV = \{ \textit{produção} \} - \{ \textit{Perda} \}$$

O que implica que:

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \int_V n(r, v, t) dV = & \{ \textit{taxa de produção} \} - \{ \textit{taxa de fuga} \} - \\ & \{ \textit{taxa de deposição} \} - \{ \textit{taxa de absorção} \} \end{aligned} \quad (8)$$

Quantificando os Termos da Equação acima, temos:

$$\textit{Taxa de produção} = \int_V S(r, t).dV$$

$$\textit{Taxa de deposição} = \int_V P_d(r)\Phi(r, t).dV$$

$$\textit{Taxa de fuga} = \oint_A \vec{J}(r, t).\vec{n}.dA$$

Onde:

$S(r,t)$ = função de distribuição de uma fonte de partículas

$P_d(r)$ = probabilidade de deposição

$\Phi(r, t)$ = fluxo de partículas

$\vec{J}(r, t)$ = vector densidade de corrente

\vec{n} = vector normal à superfície (Λ)

5.4 Equação de Transporte por Difusão e Convecção

Infelizmente é muito mais fácil derivar a equação de Boltzmann do que solucioná-la. Como se sabe as interações entre partículas obedecem processos estatísticos, então é impossível solucionar aquela equação de forma absolutamente exata. Apenas sob certas limitações, esta equação se simplifica consideravelmente e pode ser tratada de uma maneira bastante direta.

Esta versão simplificada da teoria de transporte nós chamaremos de teoria de transporte por difusão e convecção. Ela que nos dará uma boa aproximação da solução da equação de transporte. Tomando em conta que todos estes processos acontecem num meio com as mesmas propriedades difusivas e afastado de qualquer superfície, então as soluções da equação de transporte com difusão e convecção se aproximam a solução geral da equação de transporte.

Desta forma a equação (8) fica:

$$\frac{d}{dt} \int_V n(r, t) dV = \int_V S(r, t) \cdot dV - \int_V P_d(r) \cdot \Phi(r, t) \cdot dV - \oint_A \vec{J}(r, t) \cdot \vec{n} dA$$

Usando o teorema da divergencia sobre o ultimo termino do lado direito da equação anterior temos

$$\frac{d}{dt} \int_V n(r, t) dV = \int_V S(r, t) \cdot dV - \int_V P_d(r) \cdot \Phi(r, t) \cdot dV - \int_V \text{div} \cdot \vec{J}(r, t) dV$$

De onde

$$\frac{d}{dt} n(r, t) = S(r, t) - P_d(r) \cdot \Phi(r, t) - \text{div} \cdot \vec{J}(r, t) \quad (9)$$

São um número infinito de funções (Φ) que satisfazem esta equação encontrada, embora correspondendo com todos os problemas físicos reais, só uma função repre-

senta corretamente o fluxo.

Lembrando que:

$$\Phi(r, t) = n(r, t).v$$

(v), velocidade das partículas (assumimos constante)

Substituindo na equação (9)

$$\frac{d}{dt}n(r, t) = S(r, t) - \Sigma_d(r).n(r, t).v - \text{div}.\vec{J}(r, t)$$

nós agora adicionamos o termo de convecção da equação de Boltzmann

$$\frac{d}{dt}n(r, t) + |\vec{u}| \frac{\partial n(r, v, t)}{\partial r} = S(r, t) - \Sigma_d(r).n(r, t).v - \text{div}.\vec{J}(r, t)$$

O problema de transporte em geral é muito complexo, mas nós precisamos encontrar uma relação entre o vector densidade de corrente e o fluxo de partículas, mas sabe-se que a lei de Fick sob certas condições estabelece uma simples relação entre o vector densidade de corrente $\vec{J}(r)$ e o Fluxo de partículas $\phi(r)$, isto simplificaria nosso problema.

5.5 Hipóteses da Equação de Fick

a).-Que a densidade de corrente de partículas em qualquer ponto do meio contém partículas.

b).-Que o meio é infinito; é uma maneira matematicamente hábil de integrar em todo o espaço.

c).-Que não existem fontes de partículas no meio; e se existem encontram-se muito longe (muitos livres caminhos médios) desde o ponto onde o vector (J) é cal-

culado.

d).-Que no sistema de laboratório o espalhamento das partículas é isotrópico; isto é certo só para baixas energias.

e).-Que o fluxo de partículas é uma função que muda devagar com a posição, Na prática o fluxo tem uma tendência de mudar com a posição; então é necessário restringir a lei de Fick para sistemas que satisfaçam a condição $\Sigma_a \ll \Sigma_s$.

f).-Que o fluxo de partículas é uma função que não depende do tempo, na realidade isto não é certo, restringindo-se em alguns casos para a seguinte desigualdade

$$\left| \frac{d\phi}{\phi dt} \right| \ll \frac{10^5}{3\lambda_s} \text{seg}^{-1}$$

g).-Que o meio é uniforme; assim as seções de choque são constantes, e não dependem da posição

Então, chama-se lei de Fick qualquer estado em que o vector densidade de corrente \vec{J} é proporcional ao negativo do gradiente do fluxo.

$$\vec{J}(r) = -D' \nabla \Phi(r)$$

Onde D' é uma constante de unidades $(L)^{-1}$ [33]

Usando as restrições de acima temos:

$$\text{div.} \vec{J}(r) = -\nabla \cdot [D' \nabla \Phi(r)]$$

Si D' é independente das coordenadas espaciais temos:

$$\text{div.} \vec{J}(r) = -D' \nabla^2 \Phi(r)$$

Lembrando que

$$\Phi(r) = n(r).v \quad (10)$$

Sendo (v), a velocidade das partículas (assumida constante), então:

$$\text{div}.\vec{J}(r) = -D'.v.\nabla^2 n(r) \quad (11)$$

Substituindo (10) e (11) em (9).

$$\frac{d}{dt}n(r,t) + |\vec{u}| \frac{\partial n(r,t)}{\partial r} = S(r,t) - P_d(r).n(r,t).v + D'.v.\nabla^2 n(r,v,t)$$

Onde o primeiro termino é zero por a que na Lei de FICK se assume que Φ é independente de t (estado estacionário).

Então:

$$|\vec{u}| \frac{dn(r)}{dr} = S(r) - P_d(r).n(r).v + D'.v.\nabla^2 n(r)$$

Recordando.

$$D'.v.\nabla^2 n(r) - |\vec{u}| \frac{dn(r)}{dr} + S(r) - P_d(r).n(r).v = 0$$

Neste ponto é bom lembrar que:

$$n = \frac{n^{\circ} dc}{m^3} \frac{at}{V} = \frac{N}{V}, \quad \text{onde:} \quad N = \text{número de átomos}$$

$$V = \text{volume}$$

$$\frac{D'.v}{V}.\nabla^2 N(r) - \frac{|\vec{u}|}{V} \frac{dN(r)}{dr} + S(r) - P_d(r).v.\frac{N(r)}{V} = 0$$

Multiplicando por (V)

$$D'.v.\nabla^2 N(r) - |\vec{u}| \cdot \frac{dN(r)}{dr} + S(r).V - P_d(r).v.N(r) = 0$$

Como $A_i = \lambda_i.N_i(r)$, onde o sub-índice i , que se refere a R_{n-222} e filhos

Chamando $D'.v = D =$ coeficiente de difusão e multiplicando a equação anterior λ_i .

$$D.\nabla^2.A_i(r) - |\vec{u}| \cdot \frac{dA_i(r)}{dr} + \lambda_i.S(r).V - P_d(r).v.A_i(r) = 0 \quad (12)$$

Trabalhando dimensionalmente podemos identificar P_d e S (fonte)

$$\frac{L^2}{T} \cdot \frac{1}{L^2} \cdot \frac{n^\circ \text{ de at}}{T} - \frac{L}{T} \cdot \frac{1}{L} \cdot \frac{n^\circ \text{ de at}}{T} + \frac{1}{T} \cdot L^3 \cdot S - P_d \cdot \frac{L}{T} \cdot \frac{n^\circ \text{ de at}}{T} = 0$$

Então :

$$P_d = \frac{1}{L}$$

e

$$S.L^3 = \frac{n^\circ \text{ de at}}{T} = \textit{atividade}$$

Ou seja

$$\Rightarrow S.L^3 = A_{i-1} - A_i = \textit{atividade}$$

Substituindo na equação (12) temos que, o termo de fonte do radionuclídeo i multiplicado por o volume V , pode ser descrito por:

$$S(r,t).V = A_{i-1} - A_i$$

$$D.\nabla^2.A_i(r) - |\vec{u}| \cdot \frac{dA_i(r)}{dr} + \lambda_i.(A_{i-1} - A_i) - P_d(r).v_i.A_i(r) = 0$$

Portanto:

$$D.\nabla^2.A_i(r) - |\vec{u}| \cdot \frac{dA_i(r)}{dr} + \lambda_i.A_{i-1}(r) - \lambda_i.[1 + \frac{P_d(r).v_i}{\lambda_i}] .A_i(r) = 0$$

A forma de solucionar estas equações em toda sua dimensão é muito complexa, além disso nosso objetivo não é saber exatamente a distribuição espacial do Rn-222 e seus filhos, e somente estimar a influência do fenômeno de difusão e do fenômeno de convecção sobre o comportamento dos filhos do Rn-222 e comparar este caso com o caso em que só se tem difusão pura (ausência de ventilação).

$$D.\frac{d^2 A_i(x)}{dx^2} - |\vec{u}| \cdot \frac{dA_i(x)}{dx} + \lambda_i.A_{i-1}(x) - \lambda_i.[1 + \frac{P_d(x).v_i}{\lambda_i}] .A_i(x) = 0$$

Como não temos condições de distinguir entre filhos do Rn-222 livres e ligados, no ar, faremos $P_d(x) = 0$

$$D.\frac{d^2 A_i(x)}{dx^2} - |\vec{u}| \cdot \frac{dA_i(x)}{dx} + \lambda_i.A_{i-1}(x) - \lambda_i.A_i(x) = 0$$

$$\frac{D}{\lambda_i} \cdot \frac{d^2 A_i(x)}{dx^2} - \frac{|\vec{u}|}{\lambda_i} \cdot \frac{dA_i(x)}{dx} - A_i(x) = -A_{i-1}(x) \quad (13)$$

Condições de Contorno nas Proximidades de uma Superfície

Sabe-se que a teoria de difusão não é válida nas proximidades de uma superfície, e é necessário manobrar tal problema de uma maneira muito especial. Isto é, primeiro assumir que, as condições de contorno na superfície do meio da forma.

$$\frac{1}{\Phi} \frac{d\Phi}{dn} = -\frac{1}{d}$$

Onde $(\frac{d\Phi}{dn})$ é a derivada normal do fluxo e (d) é um parâmetro conhecido como a distância extrapolada, que para superfícies livres e planas a teoria de transporte mostra que (d) tem um valor de:

$$d = 0,71\lambda_{tr} \Rightarrow d \approx 2D$$

$D =$ coeficiente de difusão

$\lambda_{tr} =$ livre caminho médio de transporte

ou

$$\frac{d\Phi}{dn} + \frac{\Phi}{d} = 0$$

Na figura(12), observa-se que as duas soluções são convergentes no interior de um mesmo meio. Mais elas divergem substancialmente nas proximidades de qualquer superfície [33].

Condições de Contorno a Considerar

Na solução analítica destas equações vamos supor que todos os processos de interação de partículas acontecem num meio com as mesmas condições difusivas e afastadas das superfícies.

1.)- Para estimar os efeitos de convecção consideremos um ambiente constituído por duas paredes infinitas e opostas (todos os pontos do plano são equivalentes), completamente retas e que as mesmas encontravam-se nos seguintes planos:

uma em $x = 0$, e outra em $x = L$

2.)- Também consideramos que a direção de convecção, é desde a direita à esquerda na direção $(-\vec{i})$.

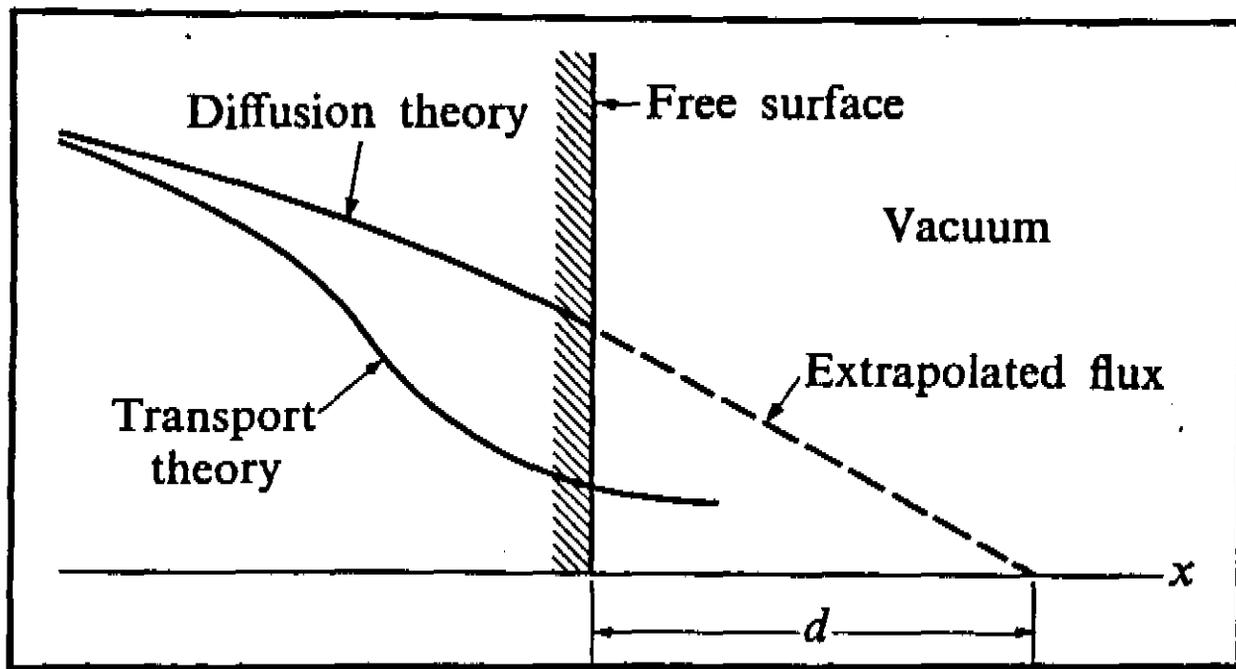


Figura 12:

3.)- assumimos que todo átomo filho do $Rn - 222$ que venha a colidir contra qualquer superfície material deve ficar retido, devido que são íons metálicos e facilmente capturados. Isso significa que a concentração dos filhos do $Rn-222$ $n_i(x)$, nas proximidades das superfícies deve tender a zero quando $(x \rightarrow 0)$.

4.)- Assim se a distância é muito grande com relação a parede $(x \rightarrow \infty)$, os efeitos do *plate - out* actuando sobre a concentração dos filhos do $Rn-222$ devem ser quase nulos.

de (3) e (4) temos que:

$$A_i(x = 0) = 0 \text{ para } i > 0$$

$$A_i(x \rightarrow \infty) = A_0$$

Nomeclatura

$$A_0 = \text{atividade de } \frac{Rn-222}{cm^3}$$

$$A_1 = \text{atividade de } \frac{Po-218}{cm^3}$$

$$A_2 = \text{atividade de } \frac{Pb-214}{cm^3}$$

$$A_3 = \text{atividade de } \frac{Po-214}{cm^3}$$

$\lambda_0 =$ constante do decaimento do Rn-222

$\lambda_1 =$ constante do decaimento do Po-218

$\lambda_2 =$ constante do decaimento do Pb-214

$\lambda_3 =$ constante do decaimento do Po-214

$D =$ coeficiente de difusão para os filhos do Rn - 222, que dependem da mobilidade, e concentração do aerossóis no ar

$\vec{u} =$ velocidade do ar [60]

5.6 Nossa Solução Analítica para esta Equação de Transporte por Difusão e Convecção

Da expressão (13)

Para $i = 1 \Rightarrow$ Po - 218

$$\frac{D}{\lambda_1} \cdot \frac{d^2 A_1(x)}{dx^2} - \frac{|\vec{u}|}{\lambda_1} \cdot \frac{dA_1(x)}{dx} - A_1(x) = -A_0(x) \quad (14)$$

EQUAÇÃO HOMOGÊNEA

$$\frac{D}{\lambda_1} \cdot \frac{d^2 A_1(x)}{dx^2} - \frac{|\vec{u}|}{\lambda_1} \cdot \frac{dA_1(x)}{dx} - A_1(x) = 0$$

Solução Geral da Equação Homogênea

$$A_1(X) = \alpha \cdot e^{k_1 \cdot x} + \delta \cdot e^{-k_1 \cdot x} + \gamma \cdot e^{k_2 \cdot x} + \beta \cdot e^{-k_2 \cdot x} \quad (15)$$

Onde:

$$k_1 = - \frac{(|\vec{u}| + \sqrt{|\vec{u}|^2 + 4 \cdot D \cdot \lambda_1})}{2 \cdot D}$$

Pode-se observar que:

$$K_1 < 0 \quad (16)$$

$$k_2 = \frac{-|\vec{u}| + \sqrt{|\vec{u}|^2 + 4.D.\lambda_1}}{2.D}$$

fazendo em primeira aproximação uma expansão da raiz quadrada, para estimar o sinal (+) ou (-) de k_2 .

$$\begin{aligned} k_2 &= \frac{-|\vec{u}| + |\vec{u}| \cdot (1 + \frac{4.D.\lambda_1}{|\vec{u}|^2})^{1/2}}{2.D} \approx \frac{-|\vec{u}| + |\vec{u}| + \frac{4.D.\lambda_1}{2.|\vec{u}|}}{2.D} \\ &\approx \frac{2D.\lambda_1}{2.D.|\vec{u}|^2} \approx \frac{\lambda_1}{|\vec{u}|^2} > 0 \end{aligned}$$

Podem-se observar que:

$$K_2 > 0 \quad (17)$$

Então de (16) e (17), para que nossa solução geral (15) da equação homogênea seja convergente, os coeficientes (δ) e (γ), devem ser zero por que:

si não

$$\lim_{x \rightarrow \infty} e^{-k_1.x} \text{ e } \lim_{x \rightarrow \infty} e^{k_2.x} \text{ divergem.}$$

então a solução homogênea $A_1(x)$ fica como:

$$A_1(X) = \alpha.e^{k_1.x} + \beta.e^{-k_2.x} \quad (18)$$

Tomando como solução particular:

$$A_{p1}(x) = C_{\text{constante}} \implies \frac{dA_{p1}(x)}{dx} = \frac{dA_{p1}^2(x)}{dx^2} = 0$$

Então substituindo estas ultimas expresões em (14) temos:

$$0 + 0 - C = -A_0 \implies C = A_0$$

Como:

Solução total = Solução homogêa + Solução particular

$$A_{t1}(x) = \alpha.e^{k_1.x} + \beta.e^{-k_2.x} + A_0$$

Tomando as condições de contorno:

$$A_{t1}(x = 0) = 0 \rightarrow \alpha + \beta + A_0 = 0 \quad (19)$$

$$A_{t1}(x = L) = 0 \rightarrow \alpha.e^{k_1.L} + \beta.e^{-k_2.L} + A_0 = 0 \quad (20)$$

Calculando o valor de (α) e (β) de (19) e (20) temos

$$\alpha = A_0 \cdot \frac{(1 - e^{-k_2.L})}{(e^{-k_2.L} - e^{k_1.L})}$$

$$\beta = A_0 \cdot \frac{(1 - e^{k_1.L})}{(e^{k_1.L} - e^{-k_2.L})}$$

Portanto temos a Solução geral de $A_1(x)$:

$$A_1(x) = A_0 \left[1 + \frac{(1 - e^{-k_2.L})}{(e^{-k_2.L} - e^{k_1.L})} \cdot e^{k_1.x} - \frac{(1 - e^{k_1.L})}{(e^{-k_2.L} - e^{k_1.L})} \cdot e^{-k_2.x} \right] \quad (21)$$

Da expressão (13)

$$\text{Para } i = 2 \implies \text{Pb} - 214$$

$$\frac{D}{\lambda_2} \cdot \frac{d^2 A_2(x)}{dx^2} - \frac{|\vec{u}|}{\lambda_2} \cdot \frac{dA_2(x)}{dx} - A_2(x) = -A_1(x)$$

$$k_3 = - \frac{(|\vec{u}| + \sqrt{|\vec{u}|^2 + 4.D.\lambda_2})}{2.D}$$

$$k_4 = \frac{-|\vec{u}| + \sqrt{|\vec{u}|^2 + 4.D.\lambda_2}}{2.D}$$

Portanto temos a Solução geral de $A_2(x)$:

$$A_2(x) = \alpha'.e^{k_3.x} + \beta'.e^{-k_4.x} + A_0 - \frac{A_0.\lambda_2.(1 - e^{-k_2.L}).e^{k_1.x}}{(e^{-k_2.L} - e^{k_1.L}).m} - \frac{A_0.\lambda_2.(1 - e^{k_1.L}).e^{-k_2.x}}{(e^{k_1.L} - e^{-k_2.L}).n} \quad (22)$$

Onde :

$$\alpha' = \frac{A_0.(e^{-k_4.L} - 1)}{(e^{k_3.L} - e^{-k_4.L})} + \frac{A_0.\lambda_2.(1 - e^{-k_2.L})(e^{k_1.L} - e^{-k_4.L})}{(e^{k_3.L} - e^{-k_4.L})(e^{-k_2.L} - e^{k_1.L}).m} - \frac{A_0.\lambda_2.(1 - e^{k_1.L})(e^{-k_2.L} - e^{-k_4.L})}{(e^{k_3.L} - e^{-k_4.L})(e^{-k_2.L} - e^{k_1.L}).n}$$

$$\beta' = - \frac{A_0.(e^{k_3.L} - 1)}{(e^{k_3.L} - e^{-k_4.L})} - \frac{A_0.\lambda_2.(1 - e^{-k_2.L})(e^{k_1.L} - e^{k_3.L})}{(e^{k_3.L} - e^{-k_4.L})(e^{-k_2.L} - e^{k_1.L}).m} + \frac{A_0.\lambda_2.(1 - e^{k_1.L})(e^{-k_2.L} - e^{k_3.L})}{(e^{k_3.L} - e^{-k_4.L})(e^{-k_2.L} - e^{k_1.L}).n}$$

APROXIMAÇÃO do Bi-214 para Po-214

$$\text{Para } i = 3 \Rightarrow \text{Bi} - 214$$

Mas sabemos que o número de núcleos pais decresce com o tempo pela forma usual:

$$dN_3 = -\lambda_3 \cdot N_3 \cdot dt \Rightarrow N_3(t) = N_0 \cdot e^{-\lambda_3 \cdot t} \quad (23)$$

e o número de núcleos filhos incrementa-se como um resultado de decaimento do pãe e decresce como um resultado deste decaimento:

$$\frac{dN_4}{dt} = \lambda_3 \cdot N_3 - \lambda_4 \cdot N_4 \quad (24)$$

para solucionar esta equação nós propomos uma forma:

$$N_4(t) = A \cdot e^{-\lambda_3 \cdot t} + B \cdot e^{-\lambda_4 \cdot t} \quad (25)$$

Derivando (25) e igualando (24) temos:

$$-A \cdot \lambda_3 \cdot e^{-\lambda_3 \cdot t} - B \cdot \lambda_4 \cdot e^{-\lambda_4 \cdot t} = \lambda_3 \cdot N_3 - \lambda_4 \cdot N_4$$

$$\lambda_4 \cdot N_4 = \lambda_3 \cdot N_3 + A \cdot \lambda_3 \cdot e^{-\lambda_3 \cdot t} + B \cdot \lambda_4 \cdot e^{-\lambda_4 \cdot t}$$

Sustituindo (23) e isolando N_4 nesta ultima expressão temos:

$$N_4(t) = \frac{\lambda_3 \cdot N_0 \cdot e^{-\lambda_3 \cdot t} + A \cdot \lambda_3 \cdot e^{-\lambda_3 \cdot t} + B \cdot \lambda_4 \cdot e^{-\lambda_4 \cdot t}}{\lambda_4}$$

Como em $t = 0$, $N_4(t = 0) = 0$

Então temos:

$$N_4(t=0) = \lambda_3 \cdot N_0 + A \cdot \lambda_3 + B \cdot \lambda_4 = 0$$

$$\Rightarrow B = -\frac{\lambda_3 \cdot N_0 + A \cdot \lambda_3}{\lambda_4}$$

$$\lambda_4 \cdot N_4(t) = \lambda_3 \cdot N_0 \cdot e^{-\lambda_3 \cdot t} + A \cdot \lambda_3 \cdot e^{-\lambda_3 \cdot t} - \lambda_3 \cdot N_0 \cdot e^{-\lambda_4 \cdot t} - A \cdot \lambda_3 \cdot e^{-\lambda_4 \cdot t}$$

$$\lambda_4 \cdot N_4(t) = \lambda_3 \cdot N_0 \cdot (e^{-\lambda_3 \cdot t} - e^{-\lambda_4 \cdot t}) + A \cdot \lambda_3 \cdot (e^{-\lambda_3 \cdot t} - e^{-\lambda_4 \cdot t})$$

$$\lambda_4 \cdot N_4(t) = (\lambda_3 \cdot N_0 + A \cdot \lambda_3) \cdot (e^{-\lambda_3 \cdot t} - e^{-\lambda_4 \cdot t})$$

$$\Rightarrow N_4(t) = \frac{(\lambda_3 \cdot N_0 + A \cdot \lambda_3)}{\lambda_4} \cdot (e^{-\lambda_3 \cdot t} - e^{-\lambda_4 \cdot t})$$

Finalmente encontra-se

$$N_4(t) = \frac{N_3(0) \cdot \lambda_3}{\lambda_4 - \lambda_3} \cdot (e^{-\lambda_3 \cdot t} - e^{-\lambda_4 \cdot t}) \quad (26)$$

$$A_4(t) = \frac{N_3(0) \cdot \lambda_3 \cdot \lambda_4}{\lambda_4 - \lambda_3} \cdot (e^{-\lambda_3 \cdot t} - e^{-\lambda_4 \cdot t})$$

Dados para $i=3$ (Bi-214):

$$\tau \approx 19,7min = 1182seg.$$

$$\lambda \approx 5,864 \times 10^{-4} seg^{-1}.$$

Dados para $i=4$ (Po-214):

$$\tau \approx 64 \times 10^{-6} seg.$$

$$\lambda \approx 4.234 \times 10^3 seg^{-1}.$$

Então, para $t = 1$ seg.

$$e^{-\lambda_3.t} = 0,999414$$

$$e^{-\lambda_4.t} \approx 0$$

Então podemos desprezar $e^{-\lambda_4.t}$ para tempos maiores que 1 segundo. Da equação (26) temos:

$$N_4(t) \approx \frac{\lambda_3}{\lambda_4 - \lambda_3} \cdot N_3(0) \cdot e^{-\lambda_3.t}$$

$$N_4(t) \approx \frac{\lambda_3}{\lambda_4 - \lambda_3} \cdot N_3(0) \cdot e^{-\lambda_3 t} \approx \frac{N_3(0)}{\lambda_4 - \lambda_3} \cdot e^{-\lambda_3 t}$$

Como :

$$\frac{\lambda_4}{\lambda_3} = \frac{4,234 \times 10^3}{5,864 \times 10^{-4}} \approx 0,722 \times 10^7 \gg 1$$

Então:

$$N_4(t) \approx \frac{N_3(0)}{\frac{\lambda_4}{\lambda_3}} \cdot e^{-\lambda_3 t} \Rightarrow \lambda_4 \cdot N_4(t) \approx \lambda_3 \cdot N_3(0) \cdot e^{-\lambda_3 t}$$

Então a atividade do núcleo (i=4) Po-214 sera:

$$A_4(t) \approx \lambda_4 \cdot N_4(t) \approx \lambda_3 \cdot N_3(0) \cdot e^{-\lambda_3 t} \approx \lambda_3 \cdot N_3(t) \approx A_3(t)$$

Portanto:

$$A_4(t) \approx A_3(t)$$

Então com este resultado decimos:

Da expressão (13)

$$\text{Para } i = 3 \Rightarrow \text{Po} - 214$$

$$\frac{D}{\lambda_3} \cdot \frac{d^2 A_3(x)}{dx^2} - \frac{|\vec{u}|}{\lambda_3} \cdot \frac{dA_3(x)}{dx} - A_3(x) = -A_2(x)$$

$$k_5 = - \frac{(|\vec{u}| + \sqrt{|\vec{u}|^2 + 4.D.\lambda_3})}{2.D}$$

$$k_6 = \frac{-|\vec{u}| + \sqrt{|\vec{u}|^2 + 4.D.\lambda_3}}{2.D}$$

Sejam:

$$a = e^{-k_2.L} - e^{k_1.L}$$

$$b = e^{k_3.L} - e^{-k_4.L}$$

$$c = e^{-k_6.L} - e^{k_5.L}$$

$$m = D.K_1^2 + |\vec{u}| . K_1 - \lambda_2 \approx \lambda_1 - \lambda_2$$

$$n = D.K_2^2 - |\vec{u}| . K_2 - \lambda_2 \approx -\frac{\lambda_1}{2} - \lambda_2$$

$$p = Dk_1^2 + |\vec{u}| . k_1 - \lambda_3 \approx \lambda_1 - \lambda_3$$

$$q = Dk_2^2 - |\vec{u}| . k_2 - \lambda_3 \approx -\frac{\lambda_1}{2} - \lambda_3$$

$$r = Dk_3^2 + |\vec{u}| \cdot k_3 - \lambda_3 \approx \lambda_2 - \lambda_3$$

$$s = Dk_4^2 - |\vec{u}| \cdot k_4 - \lambda_3 \approx -\frac{\lambda_2}{2} - \lambda_3$$

$$b'' = -\frac{\lambda_2 \cdot \lambda_3 \cdot \Lambda_0 \cdot (1 - e^{-k_2 \cdot L})}{a \cdot m \cdot p}$$

$$c'' = \frac{\lambda_2 \cdot \lambda_3 \cdot \Lambda_0 \cdot (1 - e^{k_1 \cdot L})}{a \cdot n \cdot q}$$

$$d'' = \left[\frac{\lambda_3 \cdot (e^{-k_4 \cdot L} - 1)}{b \cdot r} + \frac{\lambda_2 \cdot \lambda_3 (1 - e^{-k_2 \cdot L}) \cdot (e^{k_1 \cdot L} - e^{-k_4 \cdot L})}{a \cdot b \cdot m \cdot r} - \frac{\lambda_2 \cdot \lambda_3 (1 - e^{k_1 \cdot L}) \cdot (e^{-k_2 \cdot L} - e^{-k_4 \cdot L})}{a \cdot b \cdot n \cdot r} \right]$$

$$f'' = \left[-\frac{\lambda_3 \cdot (e^{k_3 \cdot L} - 1)}{b \cdot s} - \frac{\lambda_2 \cdot \lambda_3 (1 - e^{-k_2 \cdot L}) \cdot (e^{k_1 \cdot L} - e^{k_3 \cdot L})}{a \cdot b \cdot m \cdot s} + \frac{\lambda_2 \cdot \lambda_3 (1 - e^{k_1 \cdot L}) \cdot (e^{-k_2 \cdot L} - e^{k_3 \cdot L})}{a \cdot b \cdot n \cdot s} \right]$$

Portanto temos a Solução geral de $A_3(x)$:

$$A_3(x) = A_0 \left[1 + b'' \cdot e^{k_1 \cdot x} + c'' \cdot e^{-k_2 \cdot x} + d'' \cdot e^{k_3 \cdot x} + f'' \cdot e^{-k_4 \cdot x} + \right. \\ \left. \left(\frac{(1 - e^{-k_6 \cdot L})}{c} + \frac{b'' \cdot (e^{k_1 \cdot L} - e^{-k_6 \cdot L})}{c} + \frac{c'' \cdot (e^{-k_2 \cdot L} - e^{-k_6 \cdot L})}{c} + \frac{d'' \cdot (e^{k_3 \cdot L} - e^{-k_6 \cdot L})}{c} \right) \cdot e^{k_5 \cdot x} - \right. \\ \left. \left(\frac{(1 - e^{k_5 \cdot L})}{c} + \frac{b'' \cdot (e^{k_1 \cdot L} - e^{k_5 \cdot L})}{c} + \frac{c'' \cdot (e^{-k_2 \cdot L} - e^{k_5 \cdot L})}{c} + \frac{d'' \cdot (e^{k_3 \cdot L} - e^{k_5 \cdot L})}{c} \right) \cdot e^{-k_6 \cdot x} - \right. \\ \left. \frac{f'' \cdot (e^{-k_4 \cdot L} - e^{-k_6 \cdot L})}{c} \cdot e^{k_5 \cdot x} + \frac{f'' \cdot (e^{-k_4 \cdot L} - e^{k_5 \cdot L})}{c} \cdot e^{-k_6 \cdot x} \right] \quad (27)$$

Onde :

$$K_1 < 0 \quad , \quad K_2 > 0$$

$$K_3 < 0 \quad , \quad K_4 > 0$$

$$K_5 < 0 \quad , \quad K_6 > 0$$

5.7 Comentários Teóricos

De acordo com nossos resultados teóricos, obtidos dentro das hipóteses simplificadoras mencionadas acima, a atividade alfa total $A_t = A_0 + A_1 + A_3$, onde A_0 , A_1 , A_3 são as atividades do Rn-222, considerada constante, do Po-218 (equação 21) e do Po-215 (equação 27), respectivamente, mostra uma tendência de saturar rapidamente em função da distância detector-parede, conforme aumenta a velocidade de convecção, ou seja o aumento da convecção atua no sentido da diminuição da distância máxima efetiva (DME), o que pode ser visto na figura 13.

A figura 14 mostra os resultados teóricos da atividade total em função da distância detector-parede, para diferentes valores do coeficiente de difusão e da velocidade de convecção. Estes resultados são semelhantes ao mostrado na figura 13, ou seja conforme se aumenta a velocidade de convecção a atividade total tende rapidamente a um valor de saturação.

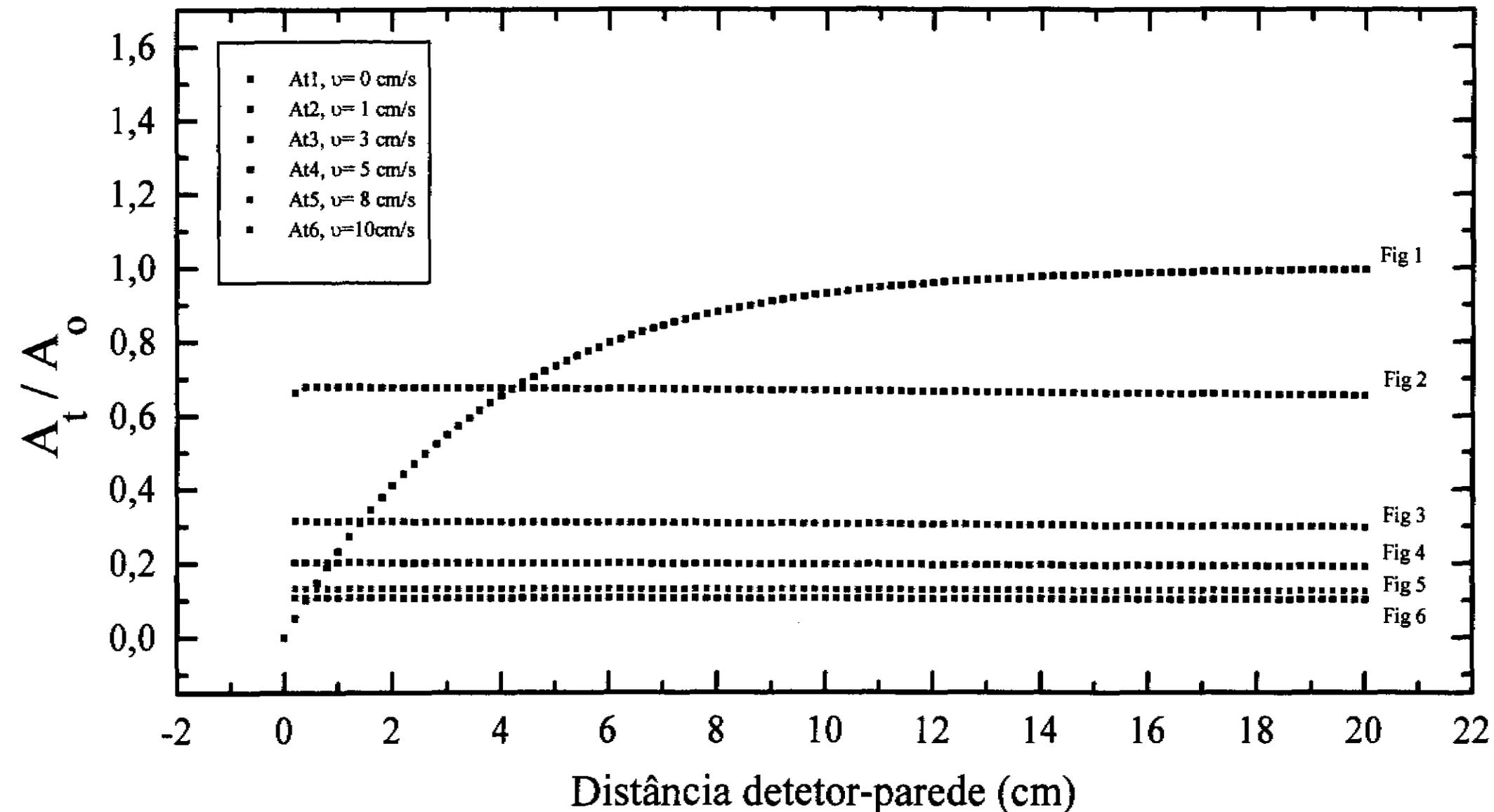


Fig 13: Atividade total ($A_t = A_0 + A_1 + A_3$), A_0 mais as equações 21 e 27, de Rn-222 e seus filhos (normalizada pela atividade do Rn-222) em função da distância detector-parede, para diferentes valores da velocidade de convecção. Onde considerou-se para todos os casos $D = 0,054 \text{ cm}^2/\text{s}$

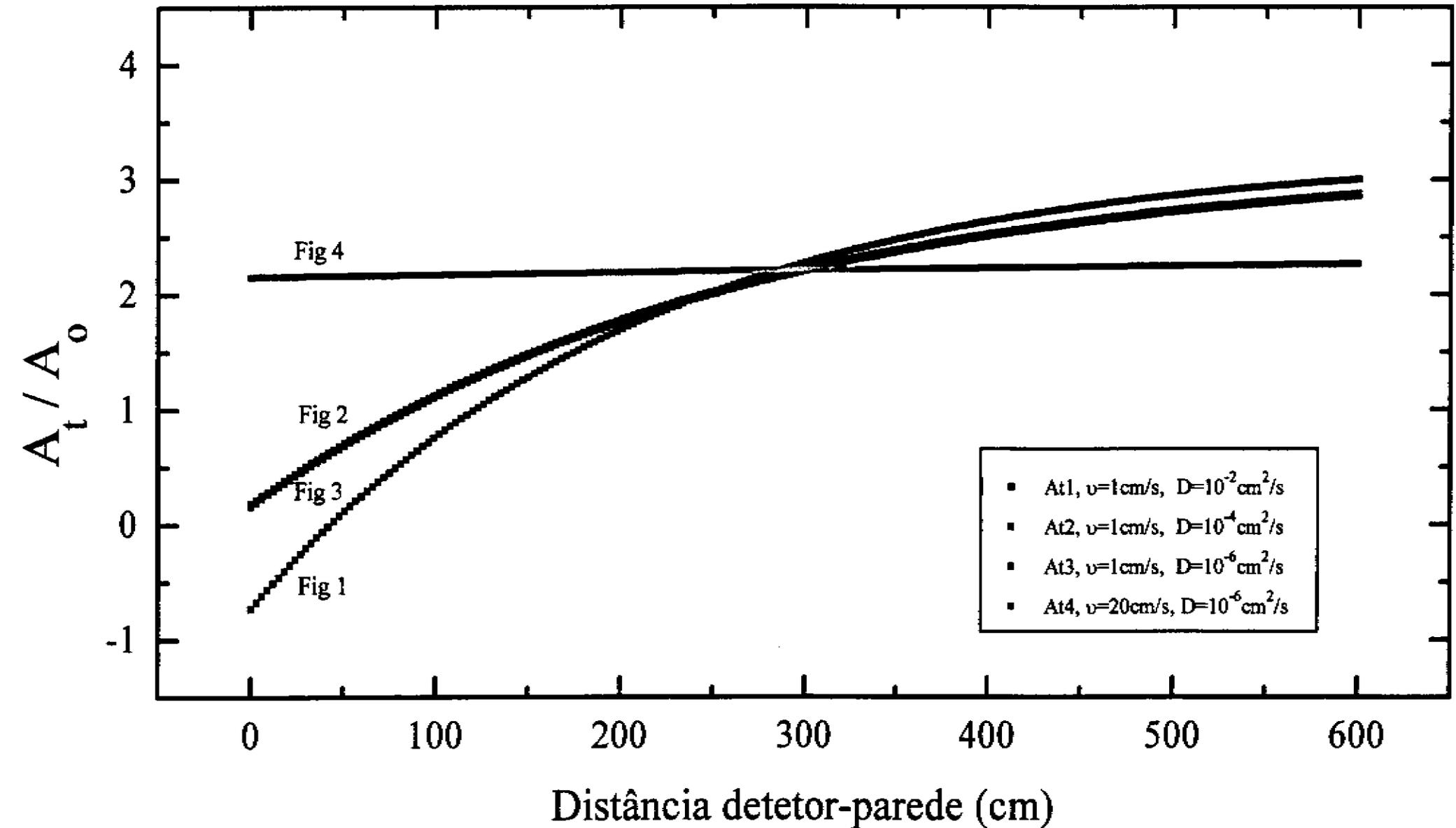


Fig 14: Atividade total ($A_t = A_0 + A_1 + A_3$) de Rn-222 e seus filhos (normalizada pela atividade do Rn-222) em função da distância detector-parede.

Por outro lado vários resultados experimentais obtidos neste trabalho, que serão mostrados no próximo capítulo, sugerem que a DME é aproximadamente independente dos efeitos de ventilação, apesar do fato de que se notou que em exposições com ventilação há um aumento de um fator 3 a 4 na densidade de traços registrados quando, comparadas com exposições feitas nas mesmas condições, porém sem ventilação.

Uma possível explicação para discrepância entre previsão teórica (saturação muito rápida das contagens em função da distância detector parede) e resultados experimentais (com e sem ventilação se obteve $DME \sim 2$ a 3 cm, o que significa que a saturação das contagens ocorreu àquela distância) é que o vetor velocidade de convecção, u , não pode ser considerado como unidimensional, $u = u(x)$, nas proximidades da parede. Ao chegar à parede o ar tem que escoar lateralmente. Se isto ocorrer acompanhado de pouca turbulência, o escoamento deve se dar de forma aproximadamente laminar, fazendo com que os detectores situados mais próximos da parede ofereçam uma área efetiva menor à passagem do ar, reduzindo assim a deposição de filhos do Rn-222 sobre eles e, conseqüentemente, o número de traços registrados. A adequação desta explicação poderia ser verificada qualitativamente filmando-se, com a utilização de fumaça, a movimentação do ar sob ventilação, nas proximidades dos detectores.

5.8 Limitações nos Resultados Teóricos

- Em condições reais, a velocidade de deslocamento $u(x,y,z)$ dos filhos do Rn-222 não deve ser homogênea no espaço, devido ao movimento rotacional das correntes de ar na sala induzida pela ventilação. Neste trabalho considerou-se esta inhomogeneidade.

- A distribuição de aerossóis no ar também não é homogênea. Sabe-se que o coeficiente de difusão (D) dos átomos dos filhos do Rn-222 depende da concentração de aerossóis e portanto (D) não deve ter o mesmo valor médio em todos os pontos do ambiente. No entanto neste trabalho considerou-se como constante.

- Considerou-se que a velocidade de convecção do ar $u(x)$, produzido pela fonte de ventilação, é uniforme.

- Considerou-se que a taxa de emissão do Rn-222 das superfícies (paredes, solo), é constante.

- As soluções analíticas aqui apresentadas foram feitas em uma dimensão, só para estimar as ordens de grandeza da influência dos fenômenos de difusão mais convecção sobre a DME e não para determinar a distribuição espacial do Rn-222 e seus filhos de uma maneira precisa.

6 Resultados Experimentais

6.1 Procedimento Experimental

Introdução.

Neste capítulo daremos uma breve descrição dos equipamentos utilizados em nossos experimentos, tanto na preparação das amostras, na parte de exposição dos detectores, quanto na parte de ataque químico e assim como a técnica de microscopia óptica utilizada.

6.2 Montagem e Preparação das Amostras

Montagem Experimental

- Para a obtenção de informação sobre o comportamento $Rn-222$ e seus filhos no ar, nós fizemos exposições, de detectores plásticos CR-39. Eles foram colocados a diferentes distâncias de uma superfície plana (parede). Isto foi montado numa sala fechada do laboratório de Cronologia da UNICAMP, ambiente que é mostrado na figura(15).

Componentes das Exposições:

a.)- 7 Detectores CR-39 cada um de dimensões $\approx 1,5 \times 1,5 \text{ cm}^2$, situados às distâncias de 0,1,2,3,...6 cm de uma parede

b.)- 1 Ventilador

Marca .-Britânia e Modelo C-30-OK-Serie A

Tensão 127 V, Corrente 0,5 A, Potencia 60 W e Freqüência 50-60 Hz.

c.)- 6 Suportes de arame.

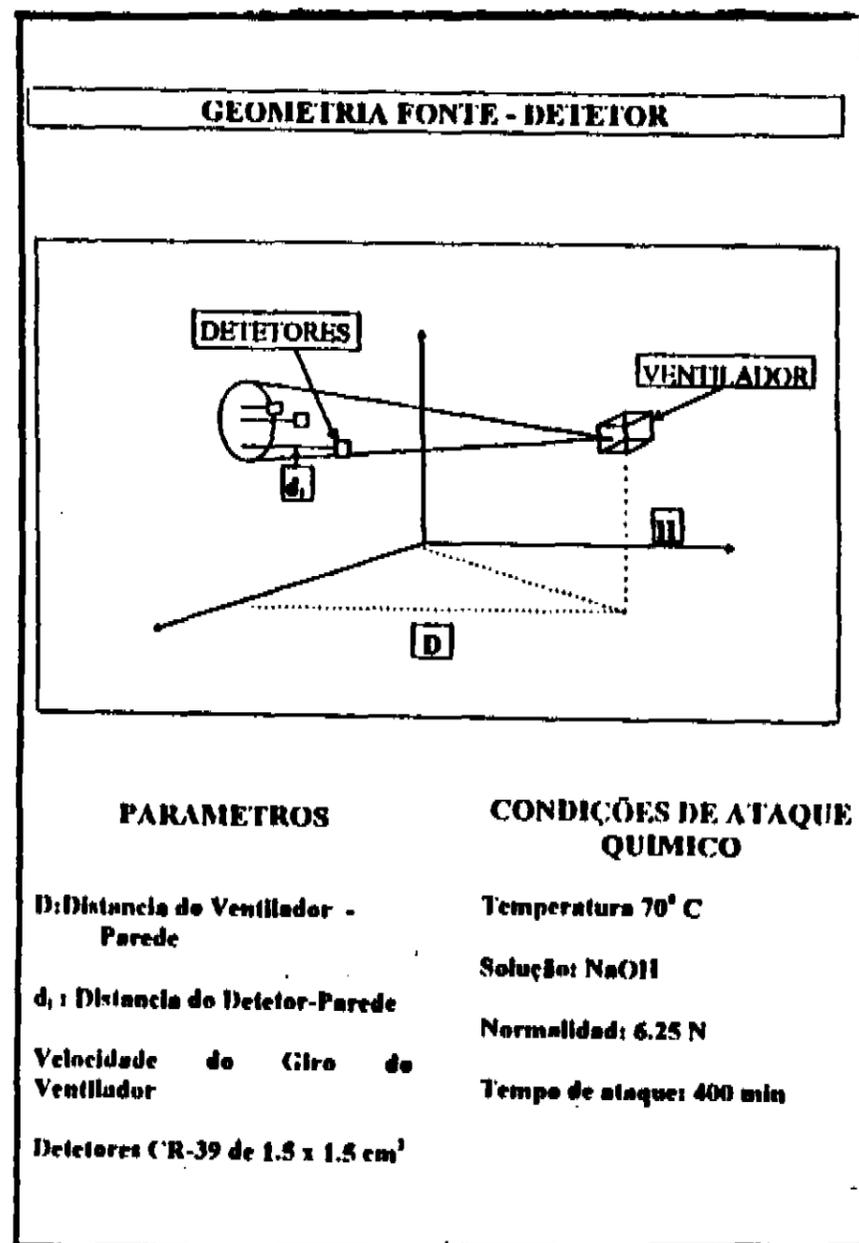


Figura 15: *Montage Experimental*

Preparação das Amostras

- O detector CR-39 vem comercialmente disponível em lâminas de (32x23) cm^2 e de espessura de 1 mm. A lâmina foi cortada em pequenos detectores, todos de dimensões de $\approx 1,5 \times 1,5 cm^2$. Se fez um rápido mapeamento ao microscópio dos detectores para ver possíveis imperfeições; em seguida eles foram identificados, com a inscrição de algarismos arábicos num canto.

Suportes para as amostras de CR-39

Foram usados seis suportes de arame, situados a diferentes distâncias de uma parede 1,2,3...6 cm. O suporte das amostras consiste essencialmente de um pedaço de arame que permite que o detector fique paralelo à parede, com uma parte entre voltada para o centro da sala. A fixação do arame na parede e do detector no arame foi com o auxílio de fita adesiva (durex) como mostra-se na figura (16).

Todas as amostras do CR-39 utilizadas neste presente trabalho, foram extraídas de uma só lâmina do detector e por conseguinte pode-se afirmar que têm um mesmo background (quase desprezível para nossos fins, já que seu valor era de 64 traços/ cm^2).

Exposição das Amostras

As amostras eram expostas ante uma fonte de ventilação a diferentes distância e ângulos, em cada uma destas exposições. Também mudou-se o tempo de exposição (só uma vez) e as velocidades do ventilador, ver figura(16).

6.3 Ataque Químico

Após as exposições dos detectores CR-39, as amostras foram submetidas a um tratamento químico. O objetivo é de que depois do ataque químico os traços se tornem observáveis ante um microscópio óptico, ver figura (17).

Componentes Para o Ataque Químico:

- a). 50 gramas de NaOH.
- b). Agua até 200 ml.
- c). Um porta-amostras para os CR-39.
- d). Um banho termico com temperatura controlada.
- e). Dois Becker.
- f). Dois termômetros.
- g). Um estabilizador de temperatura.

EXPOSIÇÕES DOS DETETORES

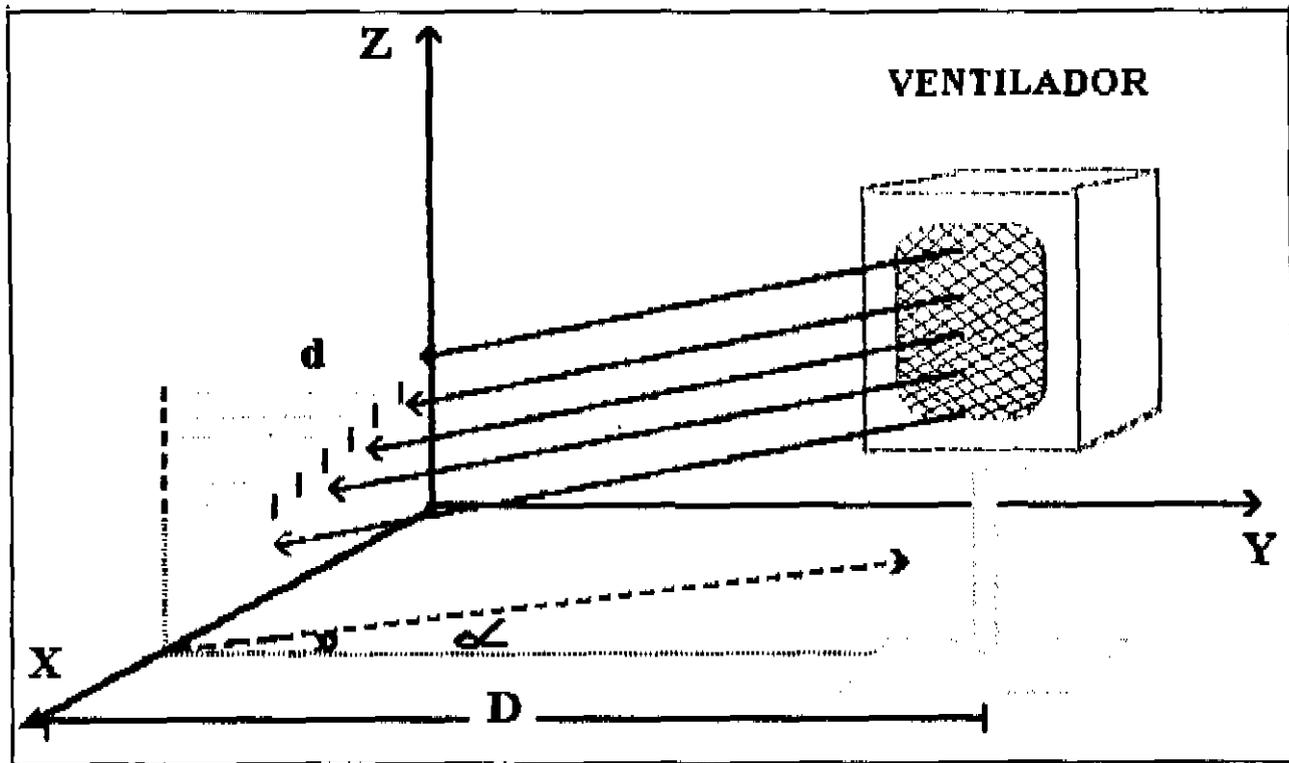
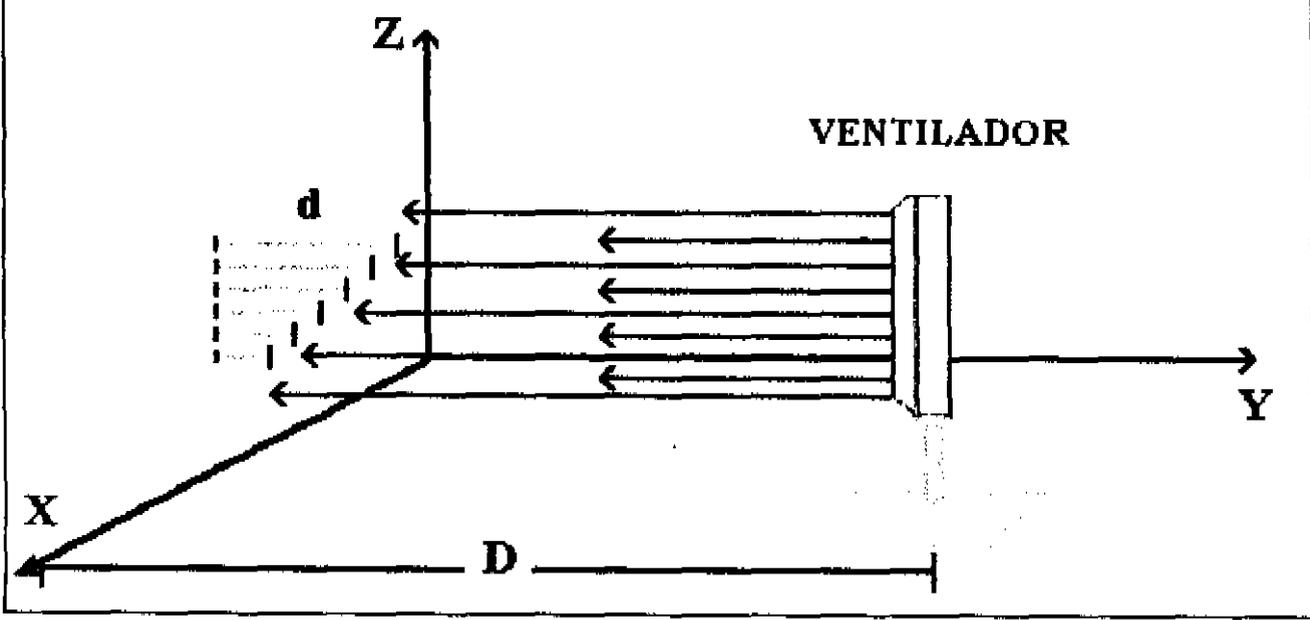


Figura 16: *Exposição das Amostras*

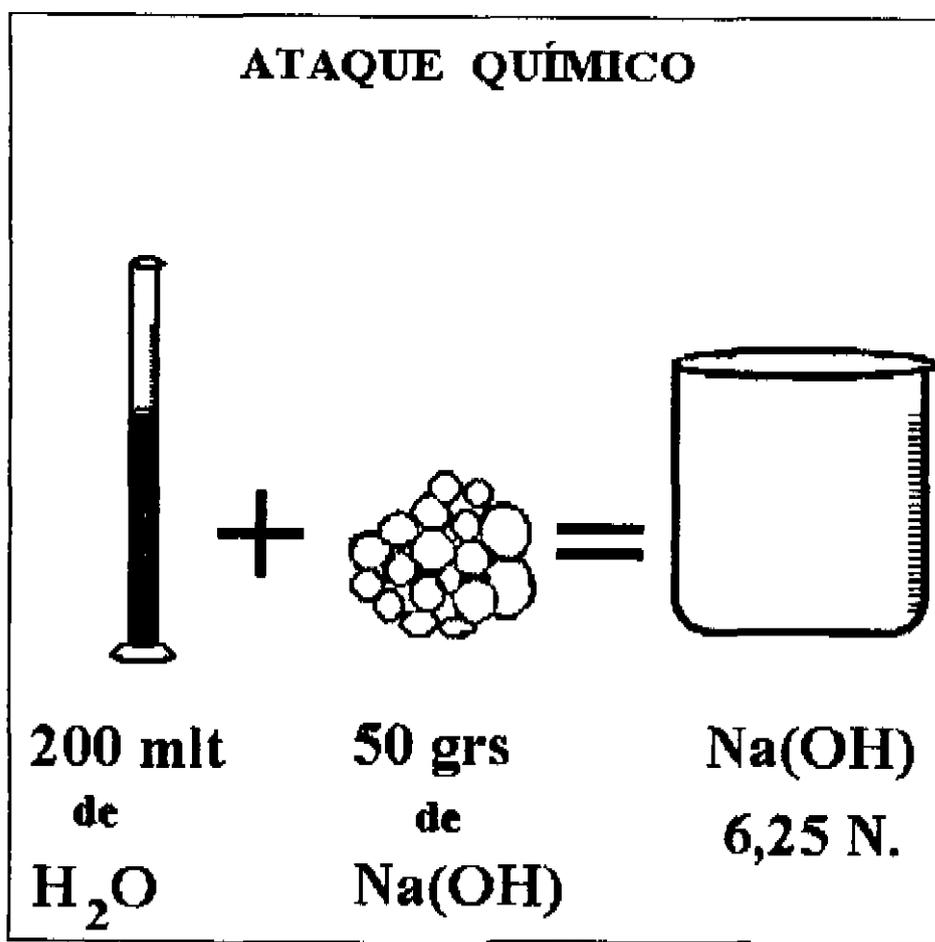


Figura 17: *Ataque Químico*

Procedimento

Num becker limpo adiciona-se água, seguidamente, aos poucos, adiciona-se as 50 gramas de NaOH até um volume de 200ml. Mexer bem a solução por um 10 minutos, para que a solução seja bem dissolvida; Depois mergulha-se o porta-amostras, contendo os detectores CR-39 dentro do becker que contém a solução de NaOH. Finalmente se põe o becker dentro do banho termico que se encontra a uma temperatura de $70^{\circ}C$ e que cuja temperatura é controlada por um termostato construído nos laboratórios de Electrônica da UNICAMP e comprovado por dois termômetros, ver figura(17).

O tempo usualmente utilizado pelos pesquisadores para o ataque químico nestas condições é de 400 min. Depois do 400 mints de ataque químico, retira-se o porta-amostras do becker contendo a solução de NaOH e o mergulha dentro de um becker contendo água a $70^{\circ}C$. Finalmente este becker é levado a uma torneira com uma

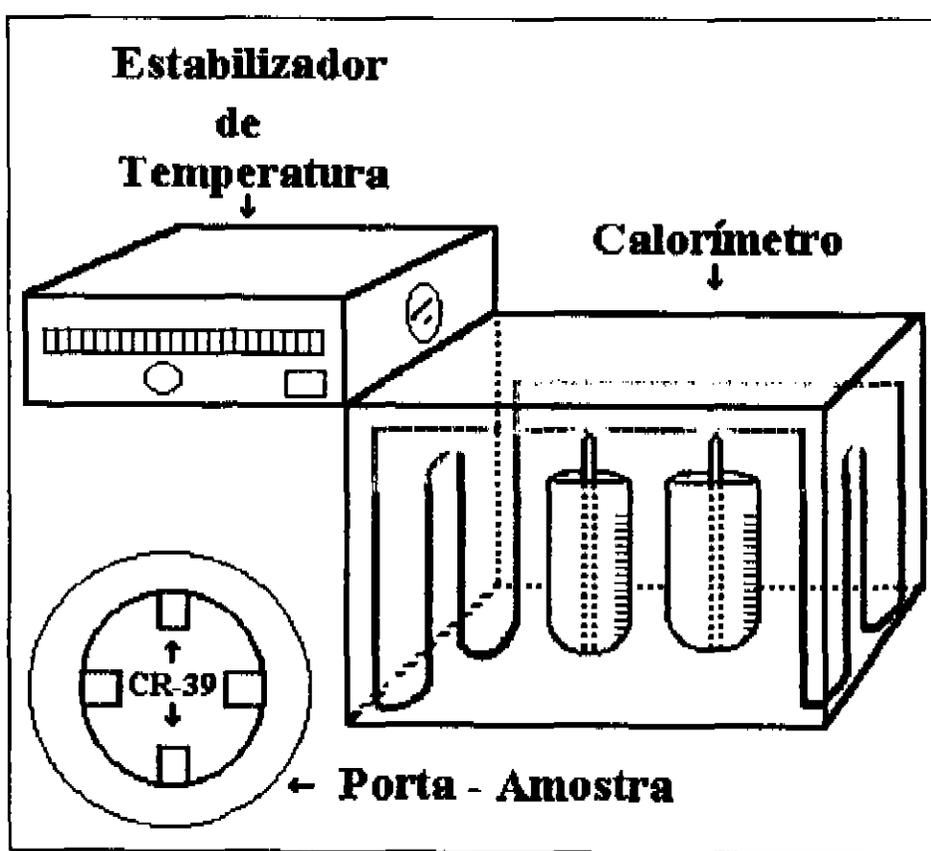


Figura 18: *Equipamento Utilizado*

pequena linha de água para que a mudança de temperatura não seja brusca. A água faz o papel de neutralizador do ataque químico. Este processo de esfriar a água que contém o porta-amostra dura uns 30 minutos e foi aplicado a todos os nossos detectores CR-39, ver figura(18).

Microscopia Óptica

Componentes Utilizados Nesta Técnica

a.)- Um microscópio de luz transmitida com uma lâmpada de mercúrio de 50 W. Modelo: Dialuz 20 EB, condensador standar SK N°78 e de um tubo binocular S.

b.)- O aumento nominal utilizado em todas nossas medições foi de 40×10

As aberrações das lentes são corrigidas até uma deformação máxima de $(\lambda/6)$ da frente de onda, colimado num diâmetro ≈ 24 mm e a divergência é reduzida por um fator ≈ 33 .

Procedimento:

As amostras são montadas para o mapeamento sobre uma lâmina de vidro e fixadas com durex. Em seguida se faz o mapeamento total da amostra, dando uma distância de 0,5 mm entre linhas horizontais e depois verticalmente até mapear todo o detector, ver figura(19).

Densidade dos Traços

Um dos parâmetros mais utilizadas em todo nosso trabalho é a densidade dos traços, ρ , medida em traços/ cm^2 .

Como se sabe, nosso trabalho consiste em determinar a mudança da atividade do Rn-222 e seus filhos em diferentes pontos de um ambiente . Para isso existe uma relação geométrica que permite estabelecer a proporcionalidade entre a atividade do Rn-222 e seus filhos, com a densidade total dos traços medidos; esta relação pode-se escrever da seguinte maneira:

$$\rho = \int_v A_\alpha . t . P_\alpha . \xi . dV$$

onde:

A_α = atividade α

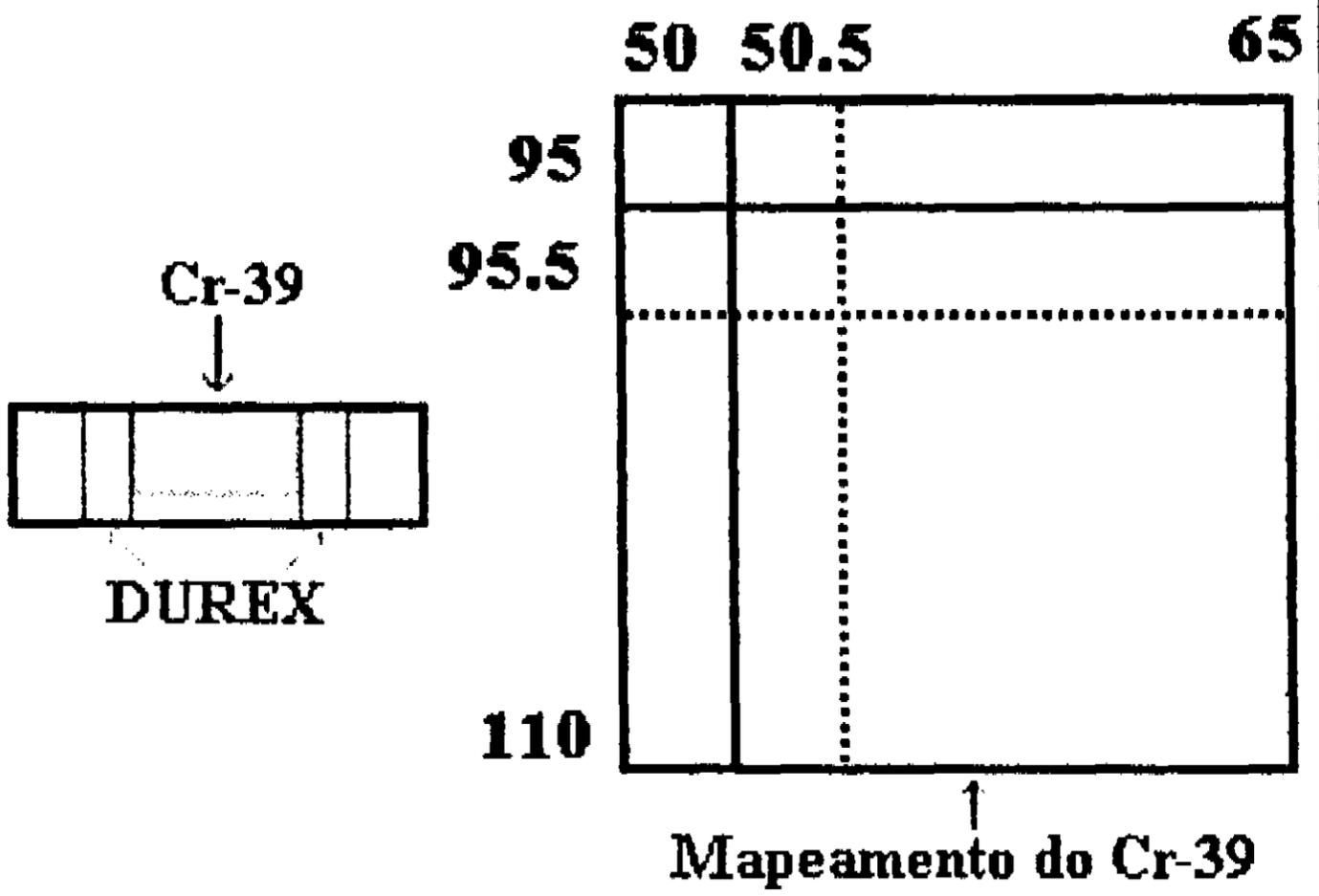
t = tempo da exposição

ξ = eficiência do detector

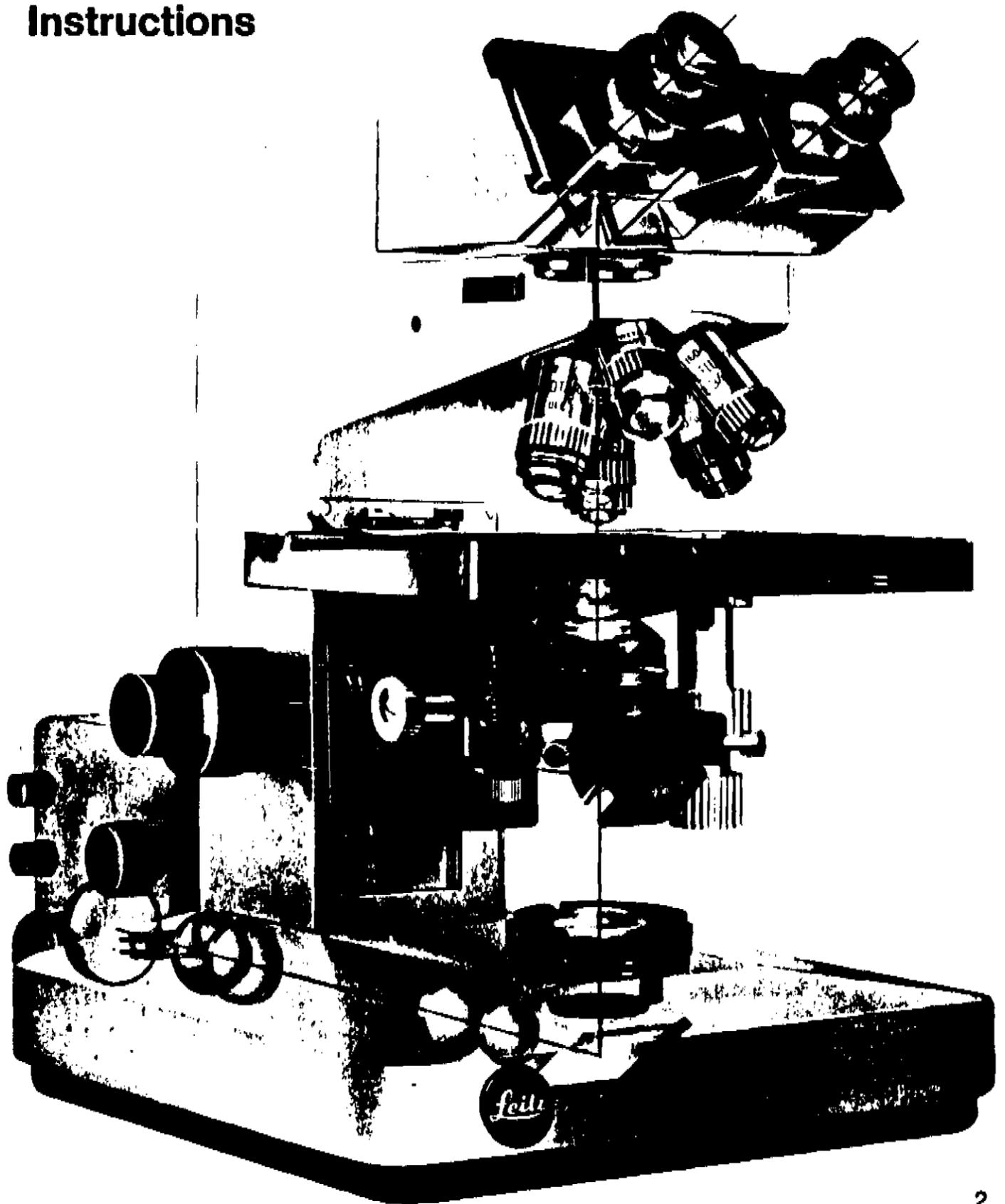
P_α = probabilidade que uma partícula α , emitida em um determinado ponto do espaço, tem de chegar até a superfície do detector

V = volume efetivo onde existe alguma possibilidade de que uma partícula (α) ali emitida venha a atingir o detector.

MICROSCOPIA OPTICA



Instructions



2

Figura 19: Mapeamento das Amostras

6.4 Resultado Experimental I

O objetivo deste trabalho foi mostrar como a ventilação influencia a distribuição espacial do Rn-222 e seus filhos em ambientes de convívio humano. A primeira medição efetuada neste trabalho foi a determinação da densidade superficial de traços de “background”. Analisando-se uma lâmina de CR-39 obteve-se (64 ± 16) traços / cm^2 , valor que pode ser desprezado, já que as densidades de traços obtidas nos experimentos com ventilação são bem maiores.

Onde:

$$\rho = \frac{n^\circ \text{ de traços}}{\sum_{i=1} S_i} = 64 \frac{\text{traços}}{cm^2}$$

$$\sum_{i=1}^{361} S_i = 62,6 \times 10^{-2} cm^2$$

$$S_i = \text{Área do campo } (i)$$

$$n^\circ \text{ traços} = 17$$

$$\text{erro poissoniano} = 24,3 \% \text{ ou } 16 \frac{\text{traços}}{cm^2}$$

6.5 Resultado Experimental II

Nosso segundo conjunto de medidas ópticas foi feita com um goniômetro Wild, com aumento nominal 12.5X. Fez-se uma curva de calibração de diâmetros de traços versus tempo de ataque químico. Procedeu-se da seguinte forma: Filmes finos de óxido de urânio natural (UO_3 - espessura $\leq 1\mu m$) foram expostos, por justaposição, à lâminas de CR-39 por 4 horas. Para cada tempo de ataque químico foram escolhidos os primeiros 10 traços pretos e arredondados (aqueles cuja razão entre o diâmetro maior e diâmetro menor é ≤ 1.1) encontrados, os quais, foram medidos 10 vezes com o goniômetro [40], [63], e [64]), Os resultados desta medição são mostrados na

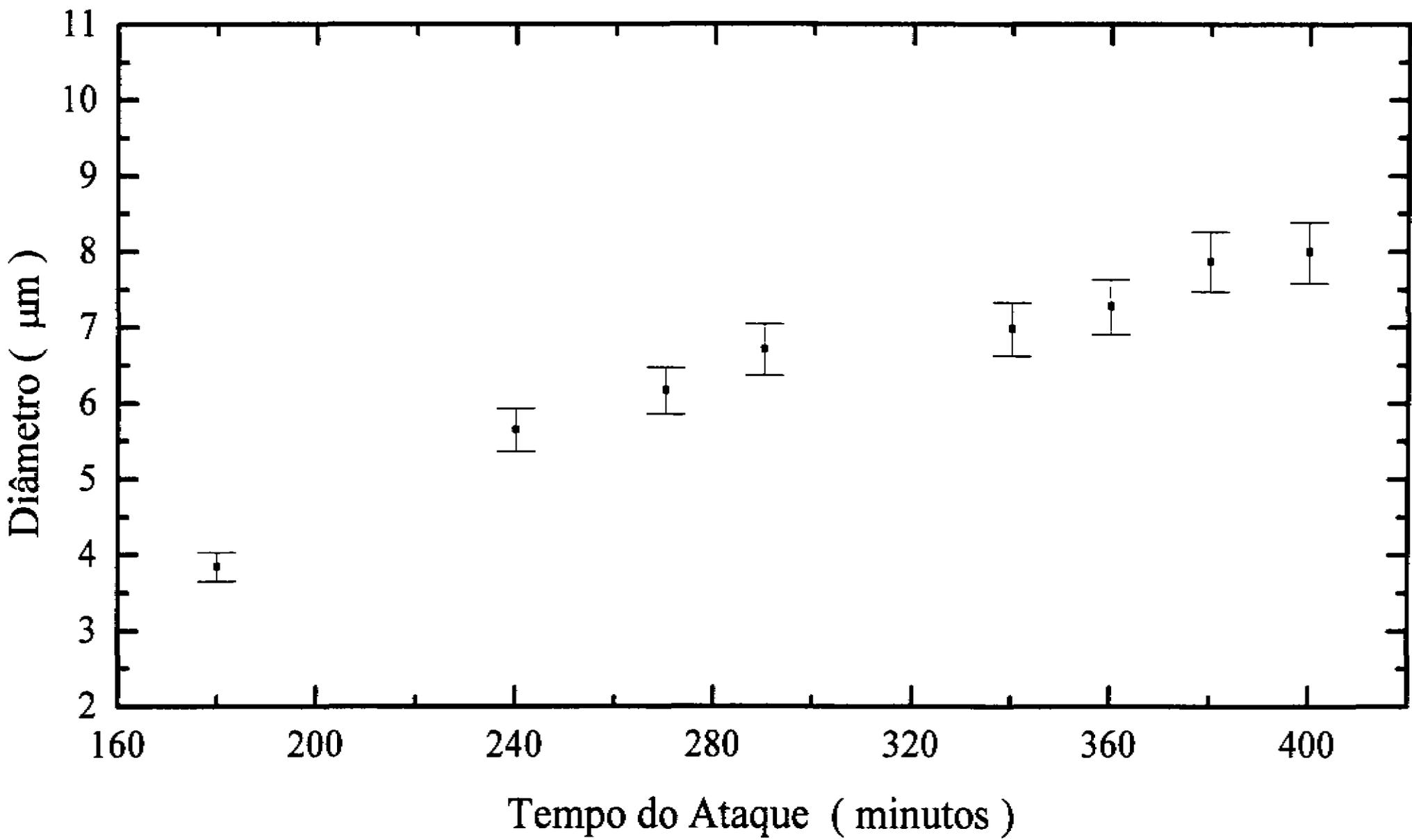


Figura 20 : Distribuição de diâmetros de traços como uma função de tempo de ataque químico, considera-se apenas os traços pretos e redondos

figura(20).

Este gráfico concorda com os resultados experimentais obtidos no caso de diâmetros produzidos por fragmentos de fissão como função do tempo de ataque químico em detectores CR-39 [65].

6.6 Resultado Experimental III

Estudou-se também os efeitos de borda, com ventilação incidindo perpendicularmente sobre a superfície dos detectores, fazendo-se o mapeamento dos traços observados em 2 lâminas de CR-39 de $(1,5 \times 1,5) \text{cm}^2$ e numa outra de $(4,0 \times 4,0) \text{cm}^2$, expostas a uma distância de 24 cm de um ventilador (velocidade 1), sendo que as lâminas estavam a 6 cm da parede . Os resultados estão nas figuras (21), (22), (23), (24), (25) e (26). Nas figuras (21), (23) e (25) estão somados os campos por linhas de observação e nas figuras (22), (24) e (26) por colunas de observação . Analisando-se estas figuras, excessão da figura (21), onde se observa um certo efeito de borda, não simétrico em relação a região central de detector (mais traços nas bordas do CR-39 do que sua região central). Vê-se que, à primeira vista, ρ é aproximadamente constante em toda a superfície dos detectores analisados. Este resultado é interessante porque em experimentos semelhantes a este, porém sem ventilação (figura (1) da referência [41]), pode-se constatar um claro efeito de borda, onde a região central de detector apresenta ρ aproximadamente constante e com menos flutuações do que os resultados aqui apresentados e nas proximidades das bordas do detector há um claro aumento de ρ .

A análise dos resultados da distribuição de traços sobre a superfície do CR-39 sob linhas ou colunas, pode nos dizer em que ambientes a ventilação é ou não importante. Onde a ventilação é significativa, a distribuição de traços não deve apresentar efeitos claros de borda, como pode ser observado nas Figs 21 ao 26. Em ambientes onde a ventilação não é importante, é esperado que a distribuição de traços apresente efeitos de borda.

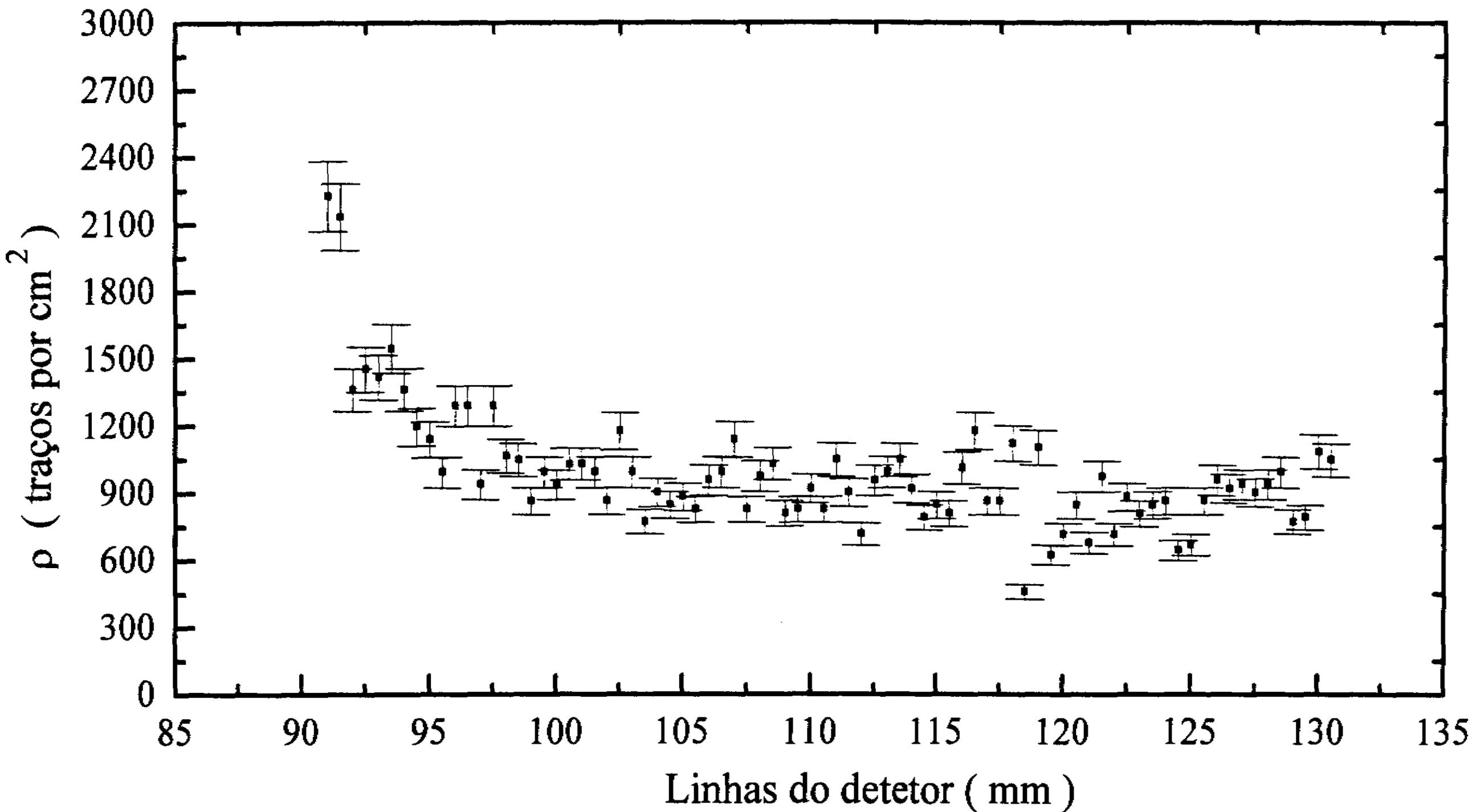


Fig 21 : Distribuição da densidade de traços sobre toda a superfície de um detetor CR-39 de $(4 \times 4) \text{cm}^2$, para estudar os efeitos de borda no detetor. Onde cada ponto experimental corresponde a uma média obtida por linhas ao longo da direção horizontal de observação da amostra. Sendo a distância detetor-parede = 6cm e a distância ventilador-parede = 30cm

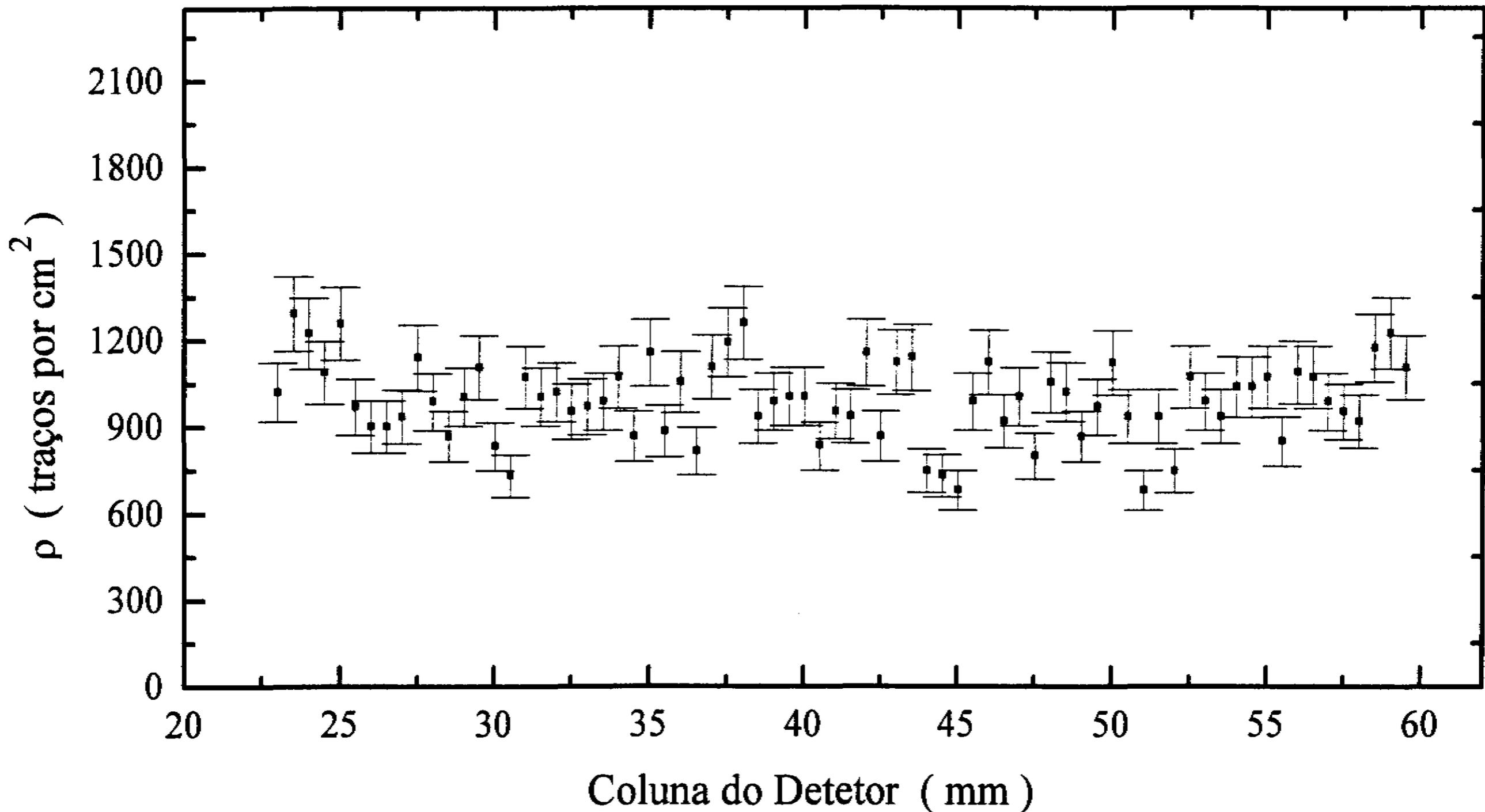


Fig 22 : Distribuição da densidade de traços sobre toda a superfície de um detetor Cr-39 de $(4 \times 4) \text{cm}^2$, para estudar os efeitos de borda no detetor. Onde cada ponto experimental corresponde a uma média obtida por coluna ao longo da direção vertical de observação da amostra. Sendo a distância detetor-parede = 6cm, distância ventilador-parede = 30cm.

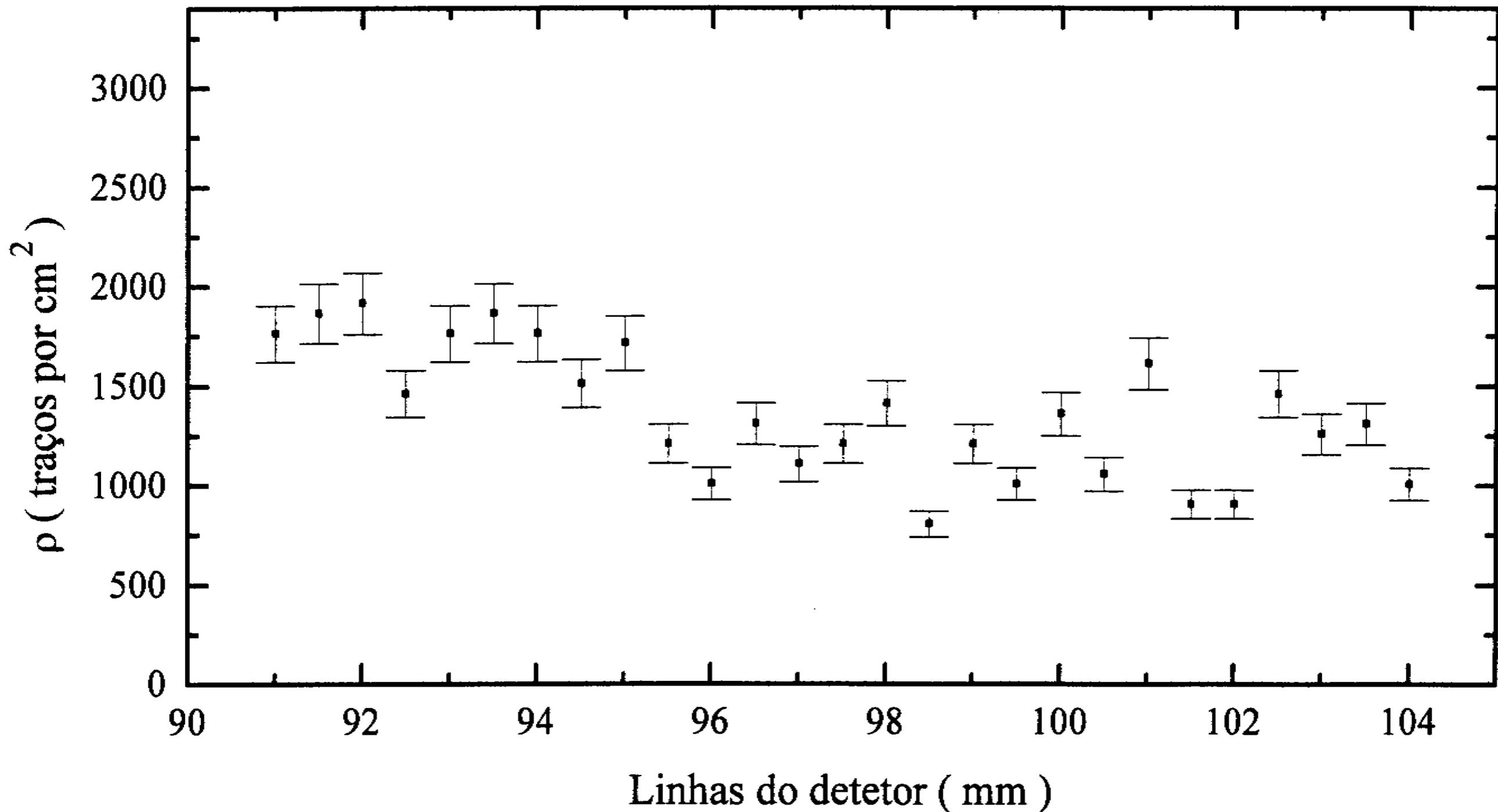


Fig 23 : Distribuição da densidade de traços sobre toda a superfície de um detector CR-39 de $(1,5 \times 1,5) \text{cm}^2$, para estudar os efeitos de borda no detector. Onde cada ponto experimental corresponde a uma média octida por linhas ao longo da direção horizontal de observação da amostra. Sendo a distância detector-parede = 6cm e distância ventilador-parede = 30cm.

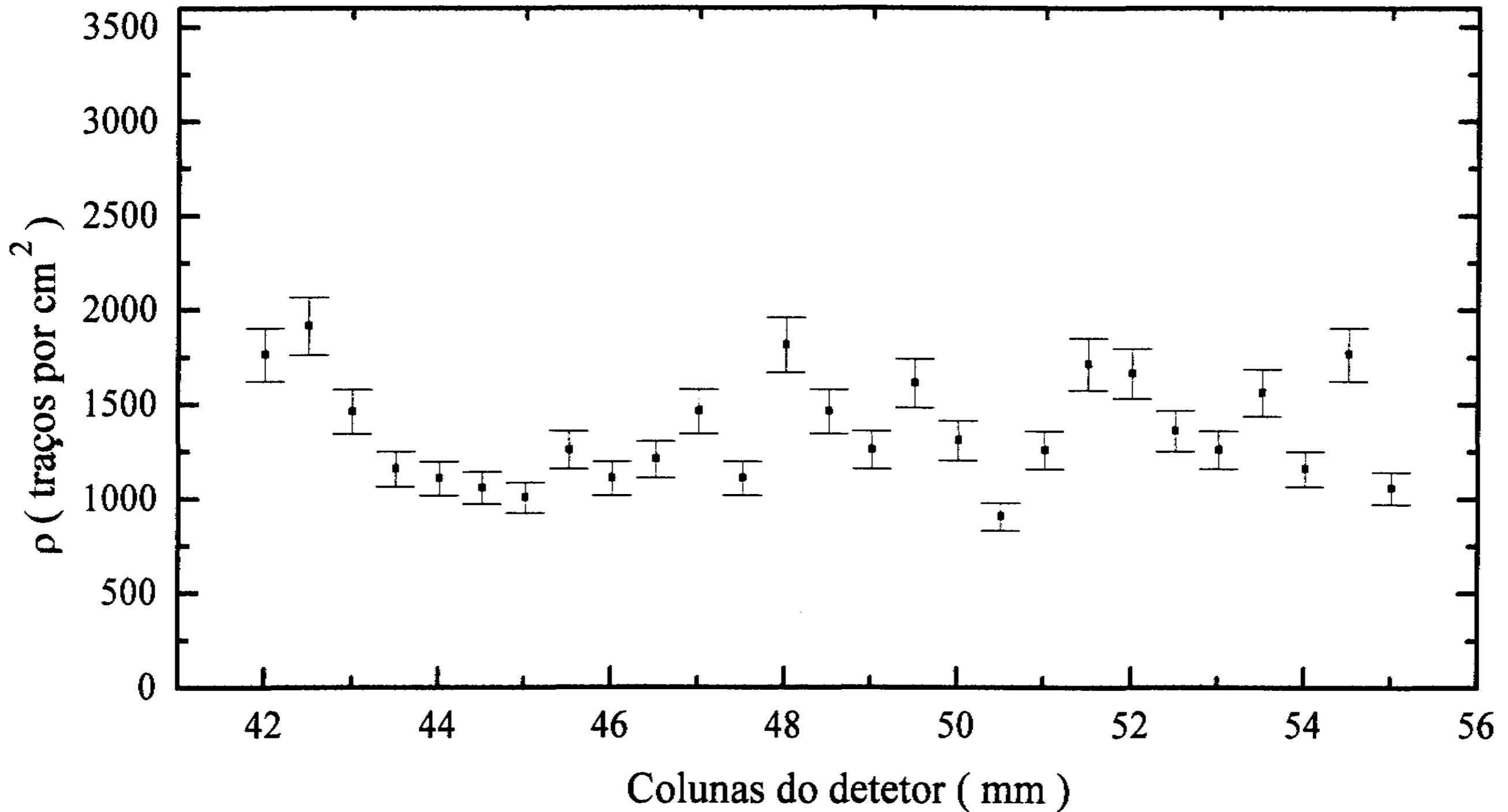


Fig 24 : Distribuição da densidade de traços sobre toda a superfície de um detector CR-39 de $(1,5 \times 1,5) \text{cm}^2$, para estudar os efeitos de borda no detector. Onde cada ponto experimental corresponde a uma média obtida por colunas ao longo da direção vertical de observação da amostra. Sendo a distância detector-parede = 6cm e a distância ventilador-parede = 30cm.

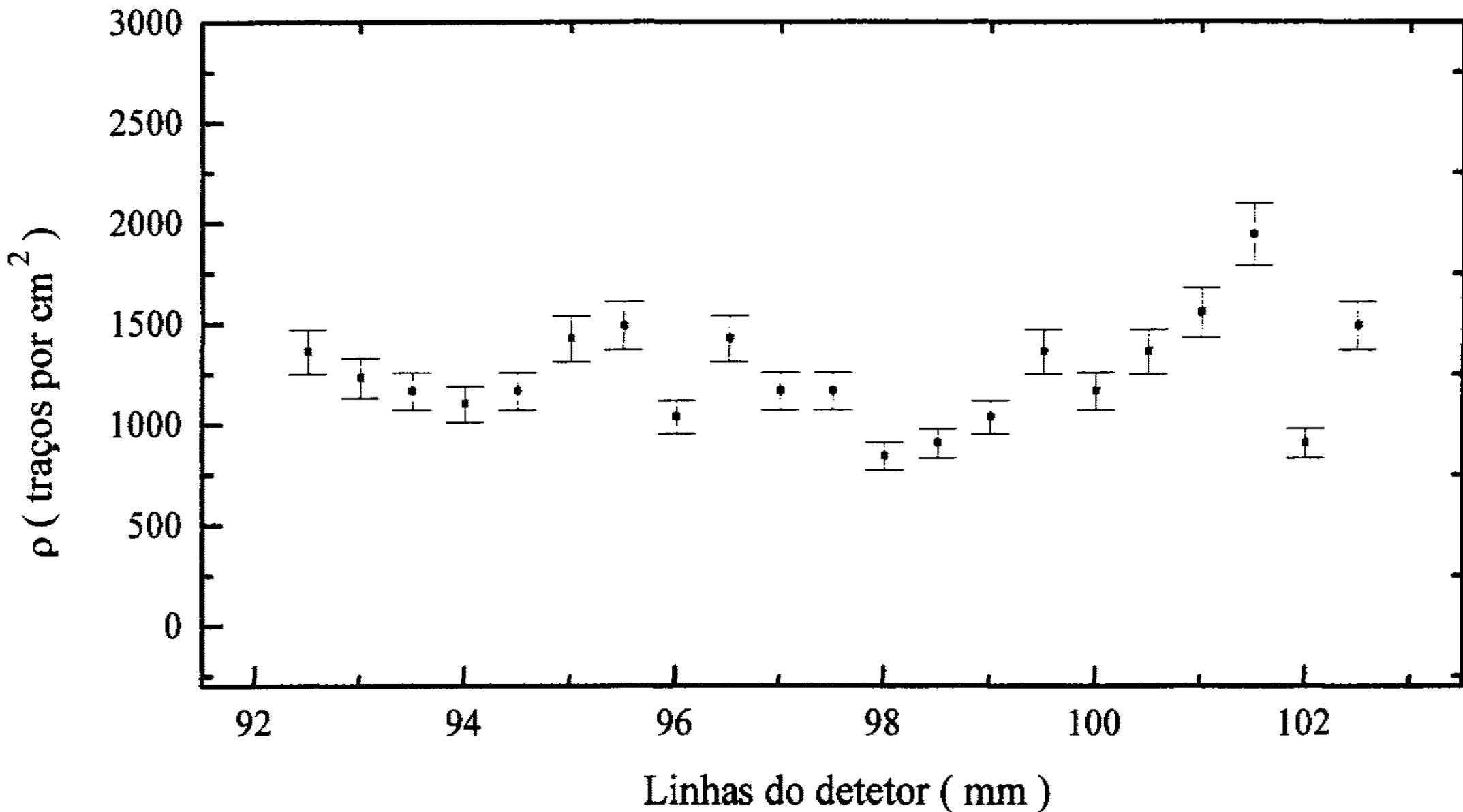


Fig 25 : Distribuição da densidade de traços sobre toda a superfície de um detetor CR-39 de $(1,5 \times 1,5) \text{cm}^2$, para estudar os efeitos de borda no detetor. Onde cada ponto experimental corresponde a uma média obtida por linhas ao longo da direção horizontal de observação da amostra. Sendo a distância detetor-parede = 6cm e a distância ventilador-parede = 30cm.

ρ (traços por cm^2)

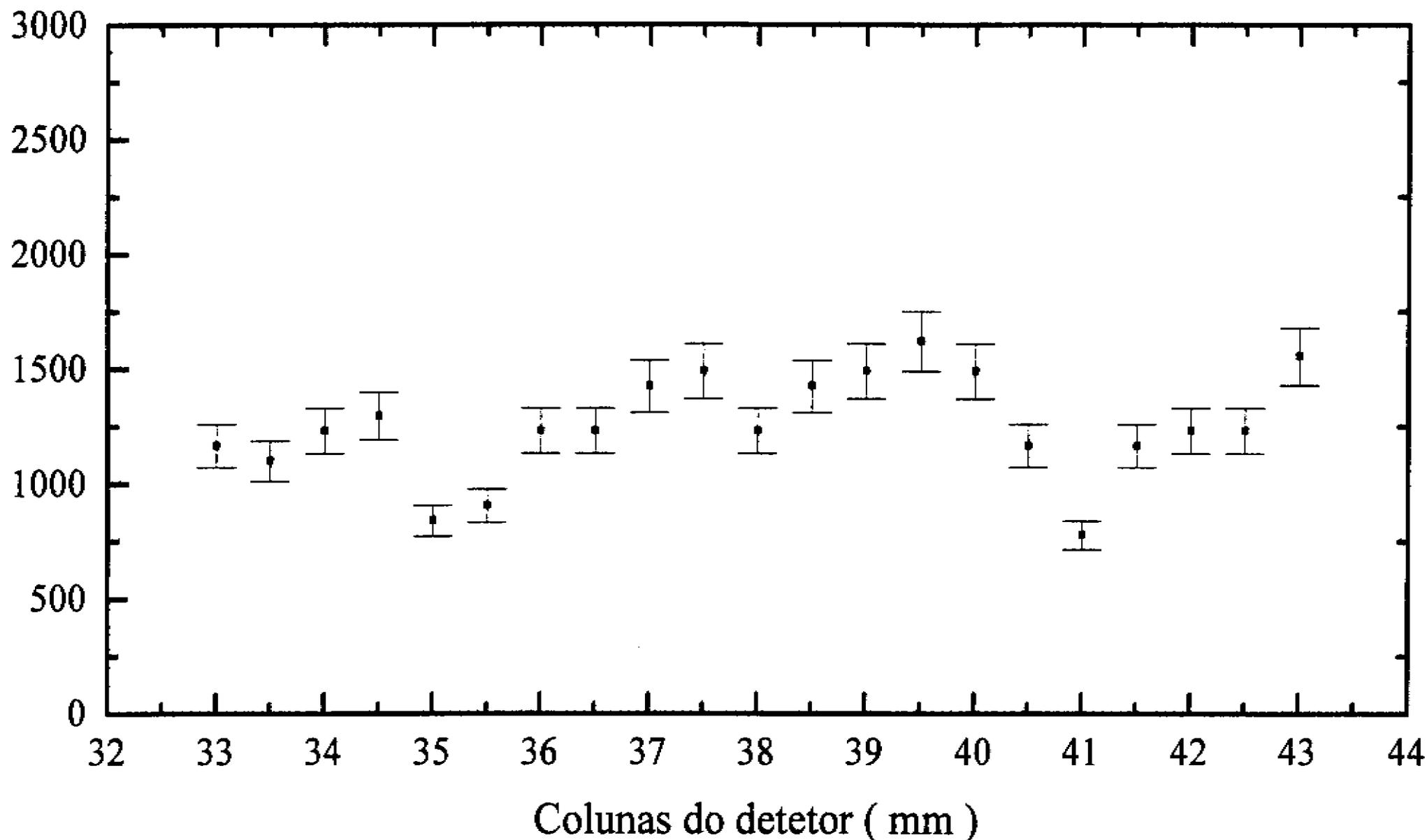


Fig 26 : Distribuição da densidade de traços sobre toda a superfície de um detector CR-39 de $(1,5 \times 1,5) \text{ cm}^2$, para estudar os efeitos de borda no detector. Onde cada ponto experimental corresponde a uma média obtida por colunas ao longo da direção vertical de observação da amostra. sendo a distância detector-parede = 6cm e a distância ventilador-parede = 30cm.

6.7 Resultado Experimental IV

Considerando as amostras comentadas no item anterior duas de $(1,5 \times 1,5) \text{ cm}^2$ e outra de $(4,0 \times 4,0) \text{ cm}^2$ e mais uma quarta lâmina de $(0,6 \times 0,6) \text{ cm}^2$, que foi exposta à ventilação junto com as três procedentes, se fez uma análise da densidade superficial média de traços por detector versus a área dos mesmos, em posições simétricas e não simétricas com respeito à direcção de ventilação estes resultados são mostrados nas figuras (27) e (28) respectivamente.

Com relação à dependencia entre ρ e a área dos detectores nossos resultados figuras (27) e (28) não são claros, como foi observado no caso sem ventilação [52], onde se observa que $\rho \propto (\text{área})^{-1}$. O que difere estes dos dois experimentos é que num caso a ventilação incidia perpendicularmente sobre os detectores, fig (24), enquanto que na figura (25) a ventilação incidia sob um certo ângulo $\alpha \approx 22^\circ$ ($\text{tg}\alpha = 10/26$). Porém outros resultados experimentais obtidos nesta tese, ver figura (42) mostram que o ângulo de incidencia da ventilação parece influenciar pouco a detecção efetuada. As figuras (27) e (28) parecem indicar que para detectores de áreas pequenas $(0,5 \times 0,5) \text{ cm}^2$ e com áreas grandes $(4 \times 4) \text{ cm}^2$ as densidades de traços são relativamente elevadas, comparadas com as densidades de traços de detectores de áreas intermediárias $(1,5 \times 1,5$ e $2,5 \times 2,5) \text{ cm}^2$. Isto pode ser interpretado no sentido de que o fenômeno da difusão é importante para áreas pequenas (o que já fora observado sem ventilação), enquanto que para áreas grandes prevalece a convecção.

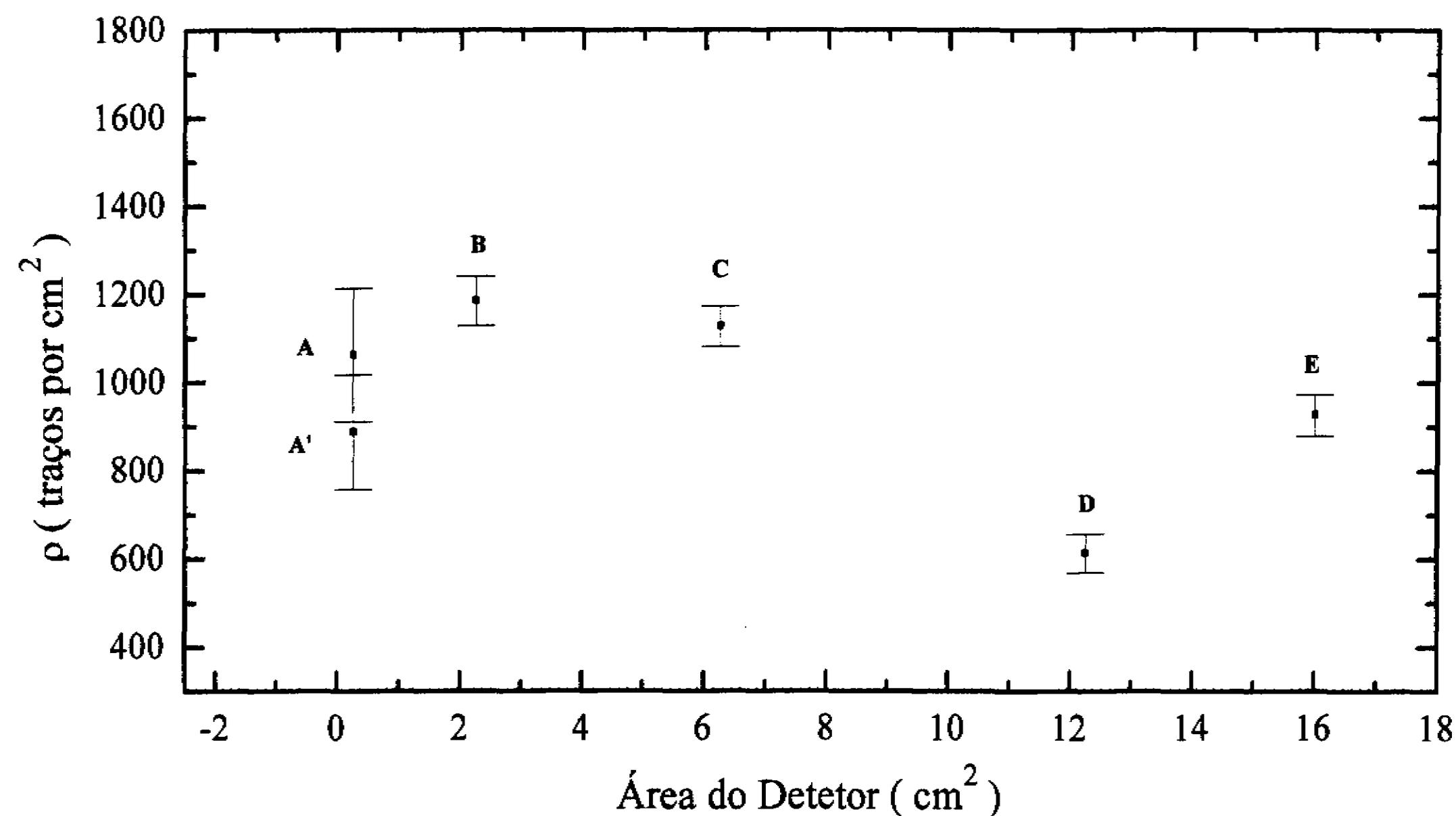


Figura 27 : Distribuição da densidade de traços sobre a superfície de CRs-39 como uma função de sua área. Dimensões dos detectores: A = (0,5x0,5)cm², A' = (0,5x0,5)cm², B = (1,5x1,5)cm², C = (2,5x2,5)cm², D = (3,5x3,5)cm², E = (4x4)cm²; sendo a distância detector-parede = 6 cm, distância ventilador-parede = 30cm, onde os detectores foerom expostos simetricamente à ventilação.

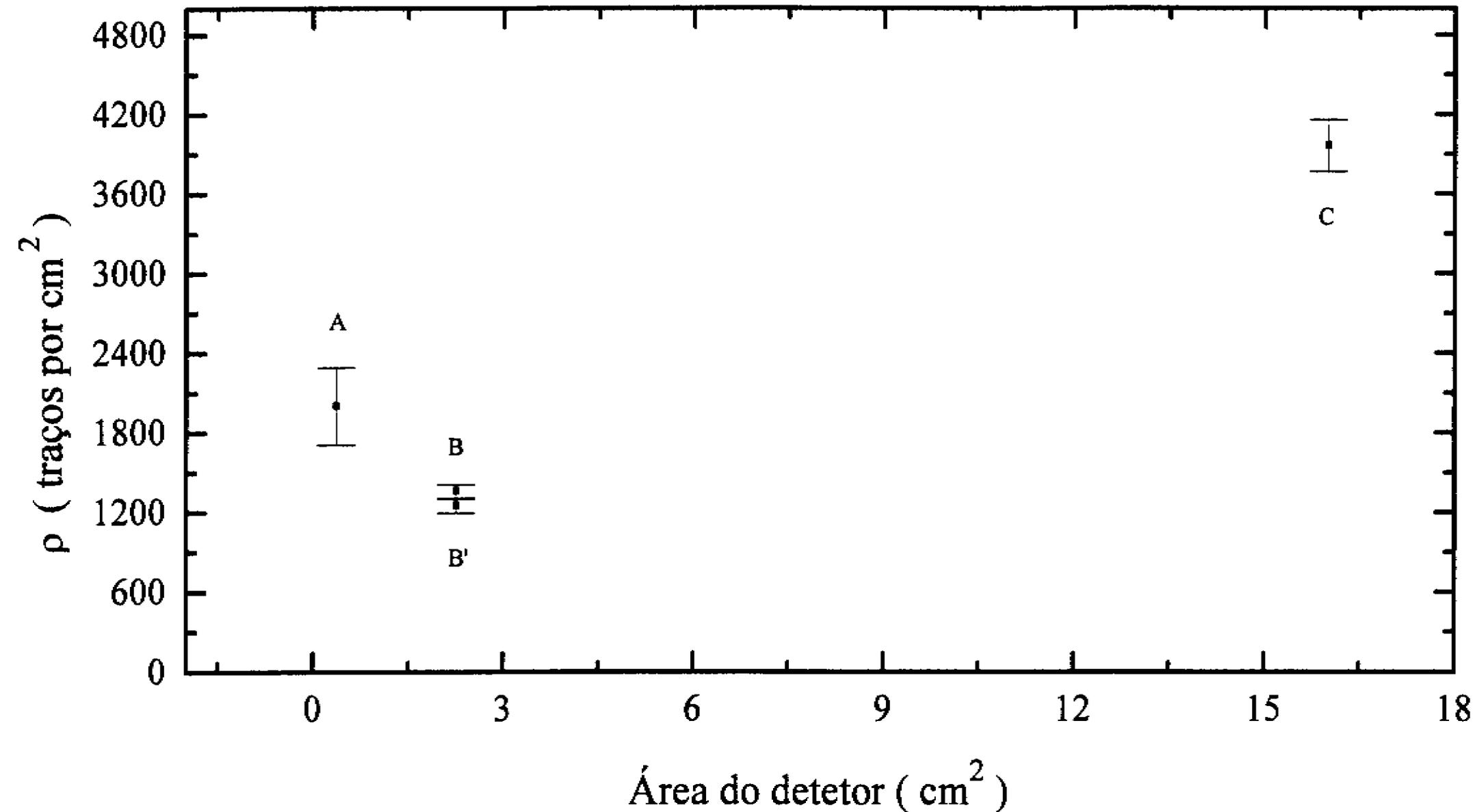


Figura 28 : Distribuição da densidade de traços sobre a superfície de CRs-39 como uma função de sua área. Dimensões dos detectores: A = (0,6x0,6)cm², B =(1,5x1,5)cm², B'=(1,5x1,5)cm², C =(4x4)cm², para uma posição assimétrica com respeito à direcção de ventilação, sendo a distância detector-parede = 6cm e distância ventilador-parede = 30cm.

6.8 Resultado Experimental V

Expos-se, por uma semana e sem ventilação, 4 detectores CR-39 de dimensões $(1,5 \times 1,5) \text{ cm}^2$, situados às distâncias de 0, 1, 2 e 4 cm de uma parede. Os resultados estão mostrados na figura (29). Cada um dos pontos representa uma média de 500 campos de observação analisados ao microscópio.

Este resultado mostrado na figura (29) confirma, os resultados já obtidos anteriormente neste departamento [52], sem os efeitos da ventilação: a distância máxima efetiva, DME, relacionada com a deposição de filhos do Rn-222 sobre superfícies materiais é da ordem de 2 a 3 cm. Para distâncias maiores observa-se que a densidade de traços tem uma tendência de saturação. Além disso, observa-se que, nesse caso, o valor da densidade de traços de saturação é da ordem de 4 vezes menor do que a encontrada em outros experimentos feitos com ventilação neste trabalho, onde o tempo de exposição foi o mesmo (1 semana).

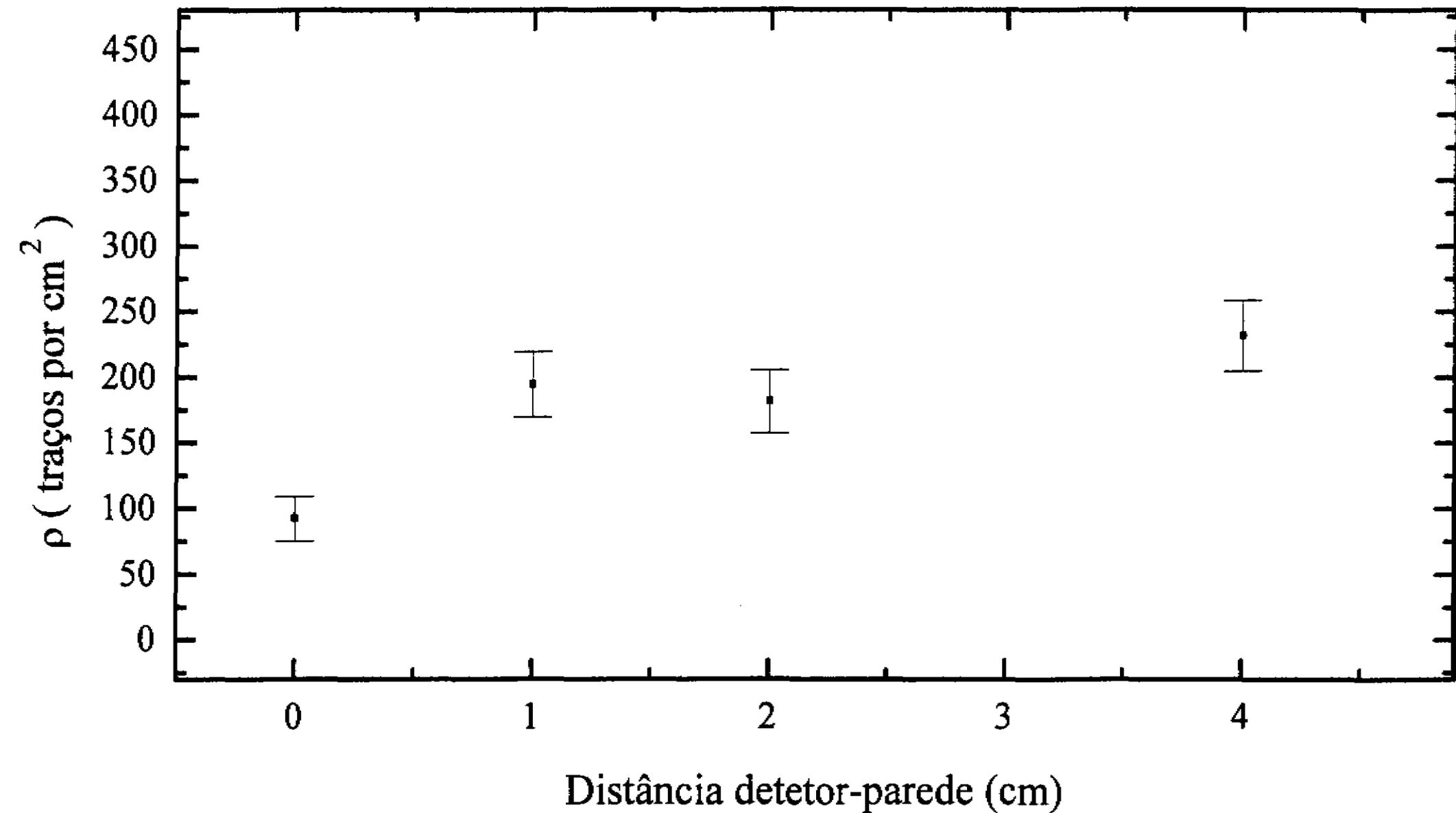


Fig 29 : Densidade de traços observada no CR-39, em função da distância a uma parede, sim os efeitos da ventilação.

6.9 Resultado Experimental VI

Outro experimento que realizou-se foi a exposição de detectores CR-39, com dimensões de $(1,5 \times 1,5)$ cm^2 , situados às distâncias 0, 1, 2, 3, 4, 5 e 6 cm de uma parede, expostos à ventilação “normal” (velocidade média do vento perpendicular à superfície dos detectores) produzida por um ventilador colocado a diferentes distâncias da parede. Para as distâncias 30cm, 50cm e 100cm figuras (30), (31) e (32) respectivamente, utilizou-se 1 semana de exposição, enquanto que para 250cm figura (33), utilizou-se 2 semanas. Cada um dos pontos mostrados neste gráficos representam uma média de aproximadamente 400 traços medidos ao microscópio.

O resultado global, mostrado na figura (34), descreve as densidades de traços, em função da distância detector-parede, para as diferentes distâncias ventilador-parede. As curvas lisas foram obtidas através de programas computacionais onde se utilizou regressões polinomiais.

A interpretação dos nossos resultados experimentais é que os efeitos de ventilação não alteram a depleção dos átomos filhos do Rn-222 para diferentes distâncias fonte-parede.

Ou seja, pelos nossos resultados, figura (34), observamos que a DME dos filhos do Rn-222 tem o mesmo valor encontrado sem os efeitos de ventilação (Fig 29).

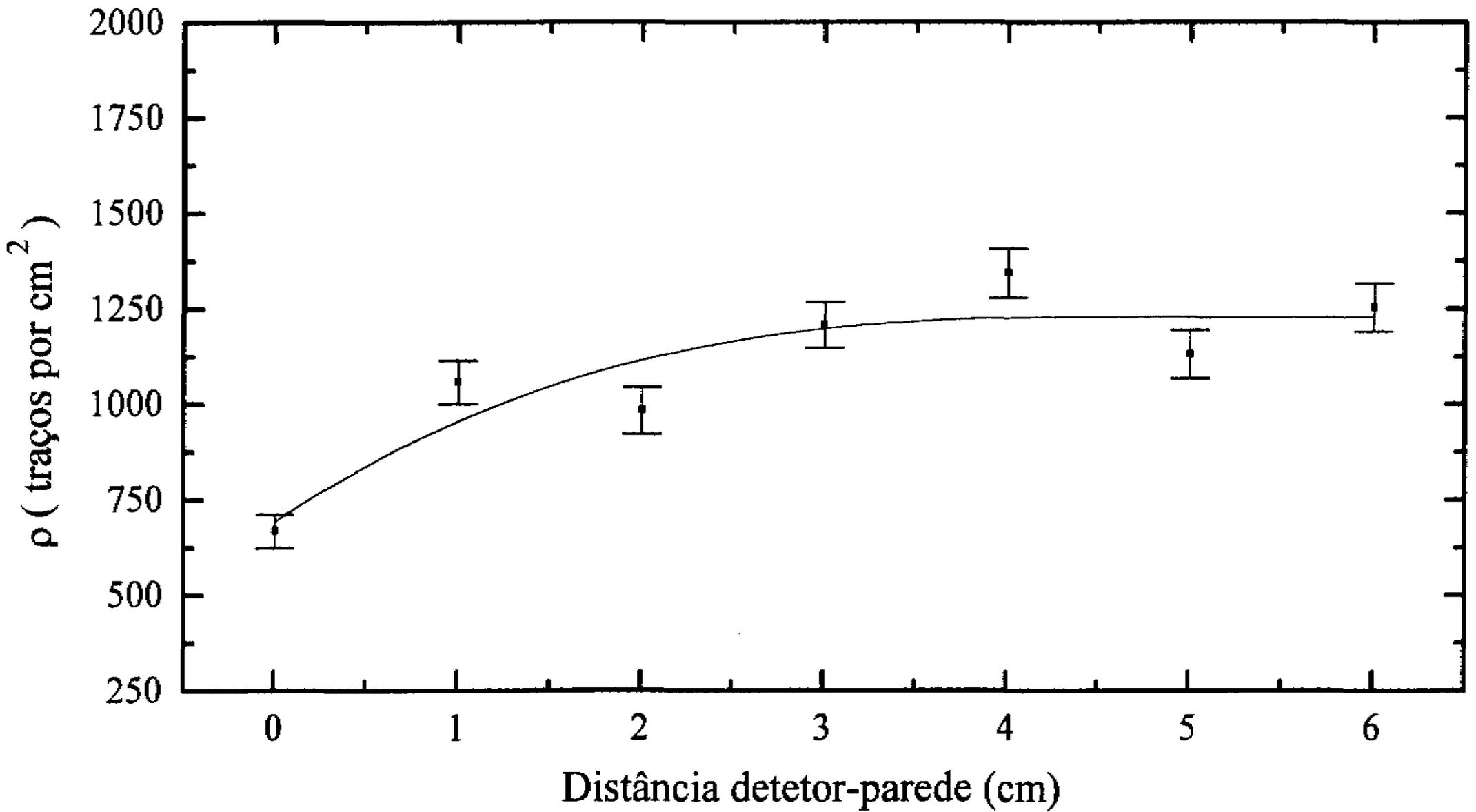


Fig 30 : Densidade de traços observada no CR-39 em função da distância a uma parede, sendo a distância ventilador-parede= 30cm, velocidade do ventilador = 1 e direção da ventilação $\alpha = 90^\circ$

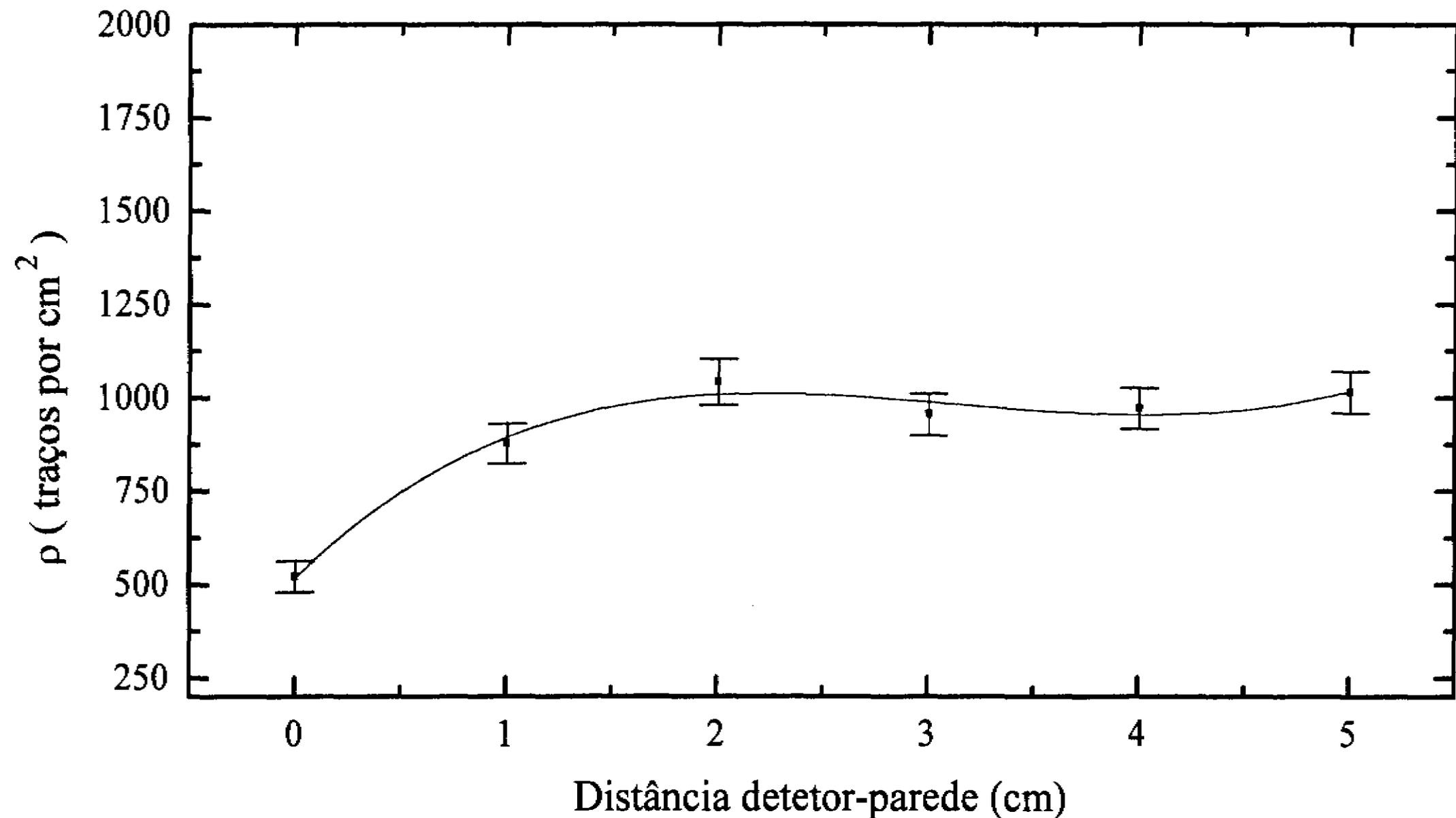


Fig 31 : Densidade de traços observada no CR-39 em função da distância a uma parede, sendo a distância ventilador-parede = 50cm, velocidade do ventilador = 1 e direção da ventilação $\alpha = 90^\circ$

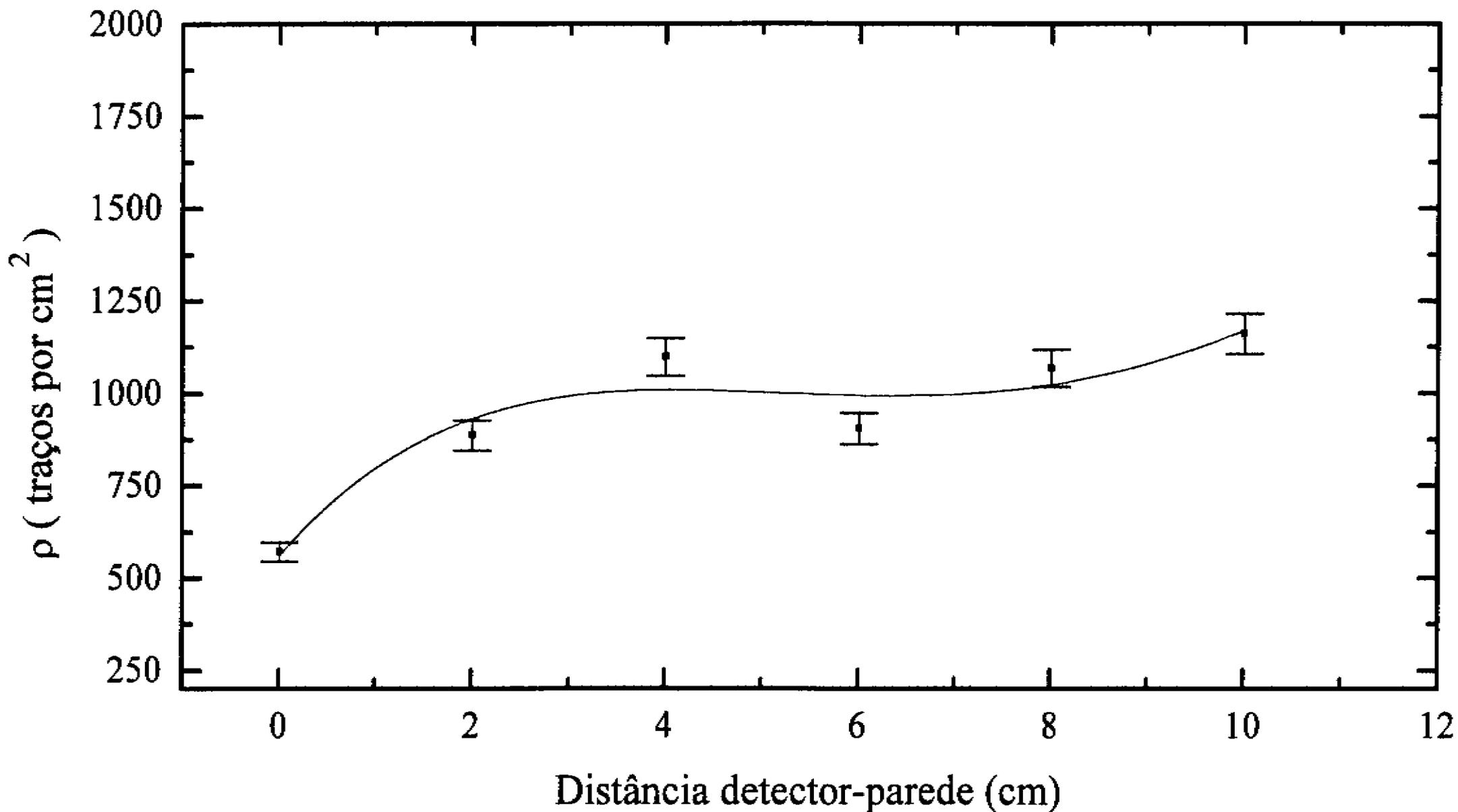


Fig 32 : Densidade de traços observados no CR-39 em função da distância a uma parede, sendo a distância ventilador-parede = 100cm, velocidade do ventilador = 1 e direção da ventilação $\alpha = 90^\circ$.

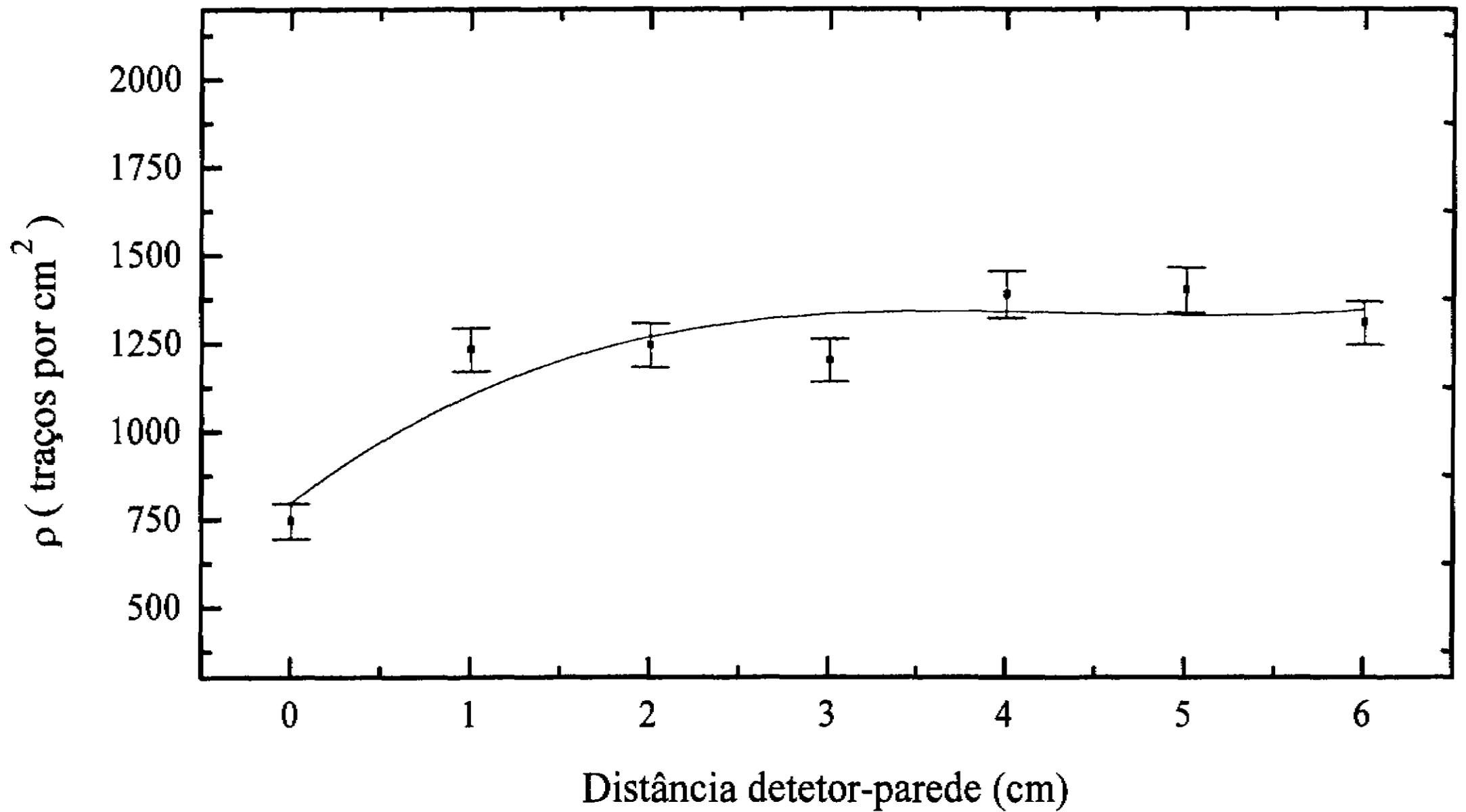


Fig 33 : Densidade de traços observados no CR-39 em função da distância a uma parede, sendo a distância ventilador-parede = 250cm
velocidade do ventilador = 1 e direção da ventilação $\alpha = 90^\circ$.

Densidade de Traços vs. Distâncias

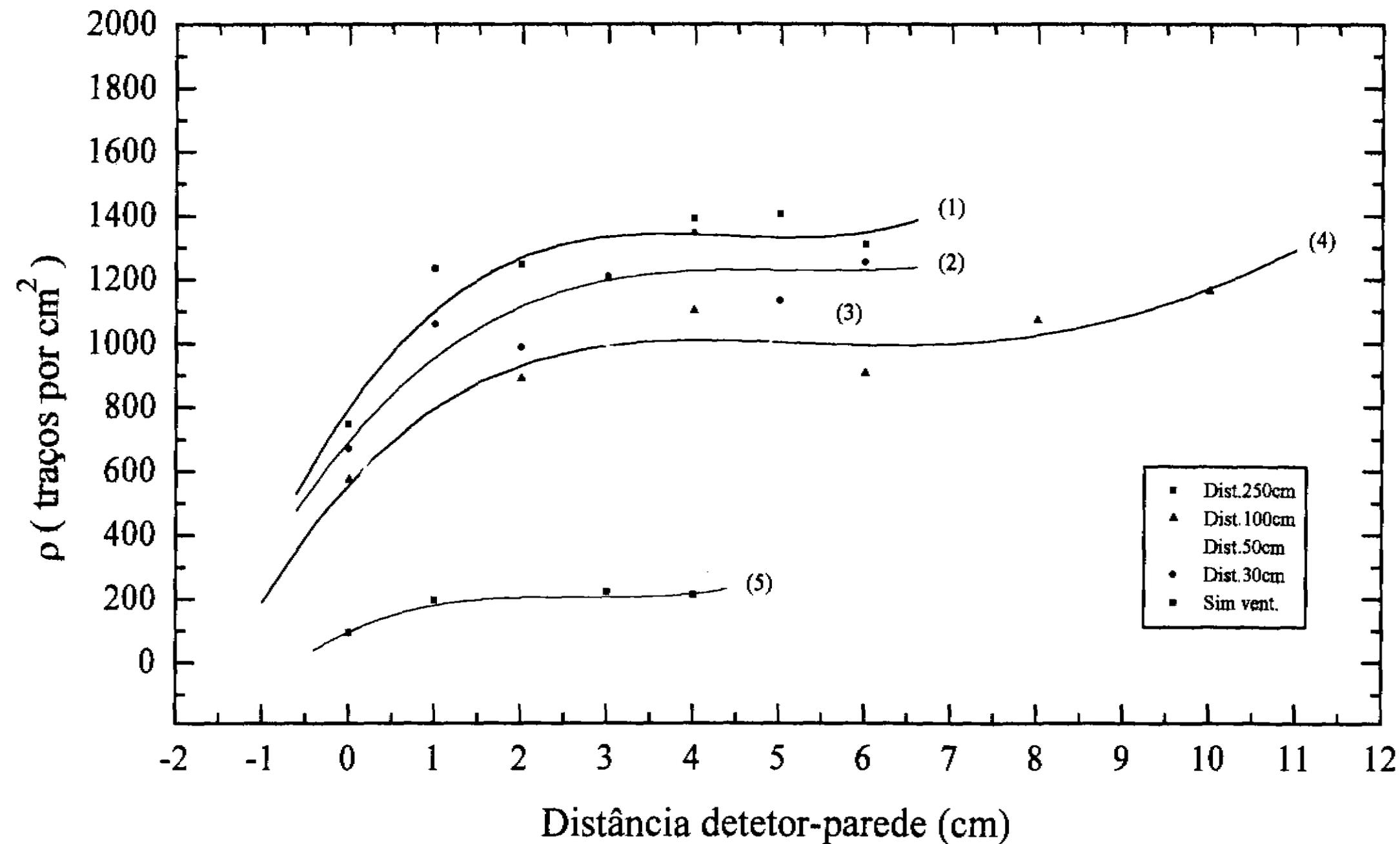


Fig 34: Resultados totais para a densidade de traços em função das diferentes distâncias ventilador-parede, com ventilação (1,2,3 e 4) e sim ventilação (5)

6.10 Resultado Experimental VII

Fez-se também um experimento onde se expôs 7 detectores CR-39 de dimensões $(1,5 \times 1,5) \text{ cm}^2$, situados às distâncias de 0, 1, 2, 3, 4, 5 e 6 cm de uma parede; mas nesta vez mudou-se a velocidade de rotação (1, 2 e 3) do ventilador, o qual encontrava-se a 1m de distância da parede. Os resultados destas medições estão mostrados nas figuras (35) , (36) e (37). Cada um dos pontos mostrados nestes gráficos representa uma média de aproximadamente 400 traços medidos ao microscópio.

O resultado global, mostrados na figura (38), descreve as densidades de traços, em função da distância detector-parede , para as diferentes velocidades de ventilação. Como no caso da figura (34), as curvas lisas foram obtidas através de programas computacionais onde se utilizou regressões polinomiais.

Analisando-se a figura (38), nota-se que a DME não varia com a intensidade da ventilação e tem aproximadamente o mesmo valor encontrado em exposições sem ventilação.

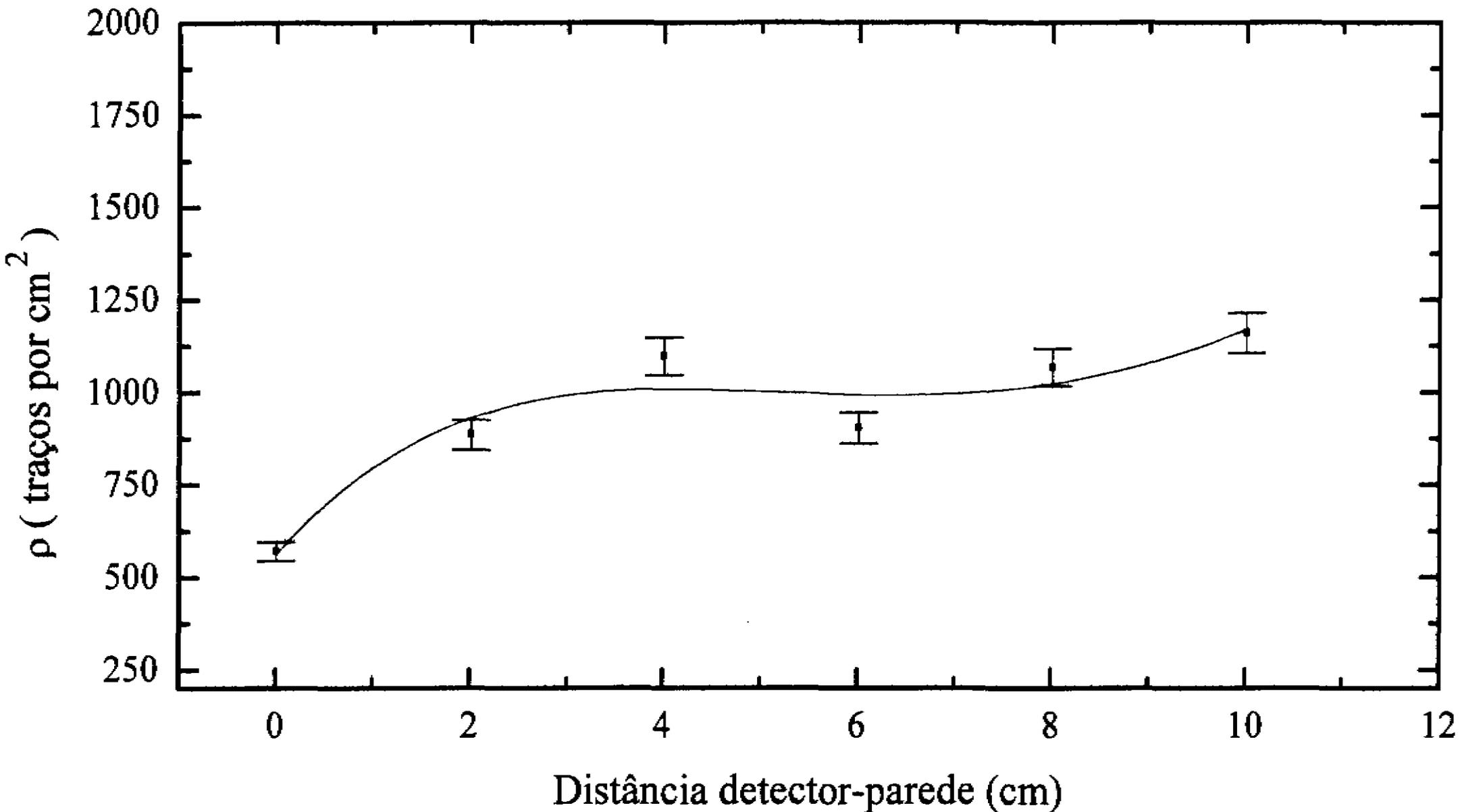


Fig 35 : Densidade de traços observados no CR-39 em função da distância a uma parede, sendo a distância ventilador-parede = 100cm, velocidade do ventilador = 1 e direção da ventilação $\alpha = 90^\circ$.

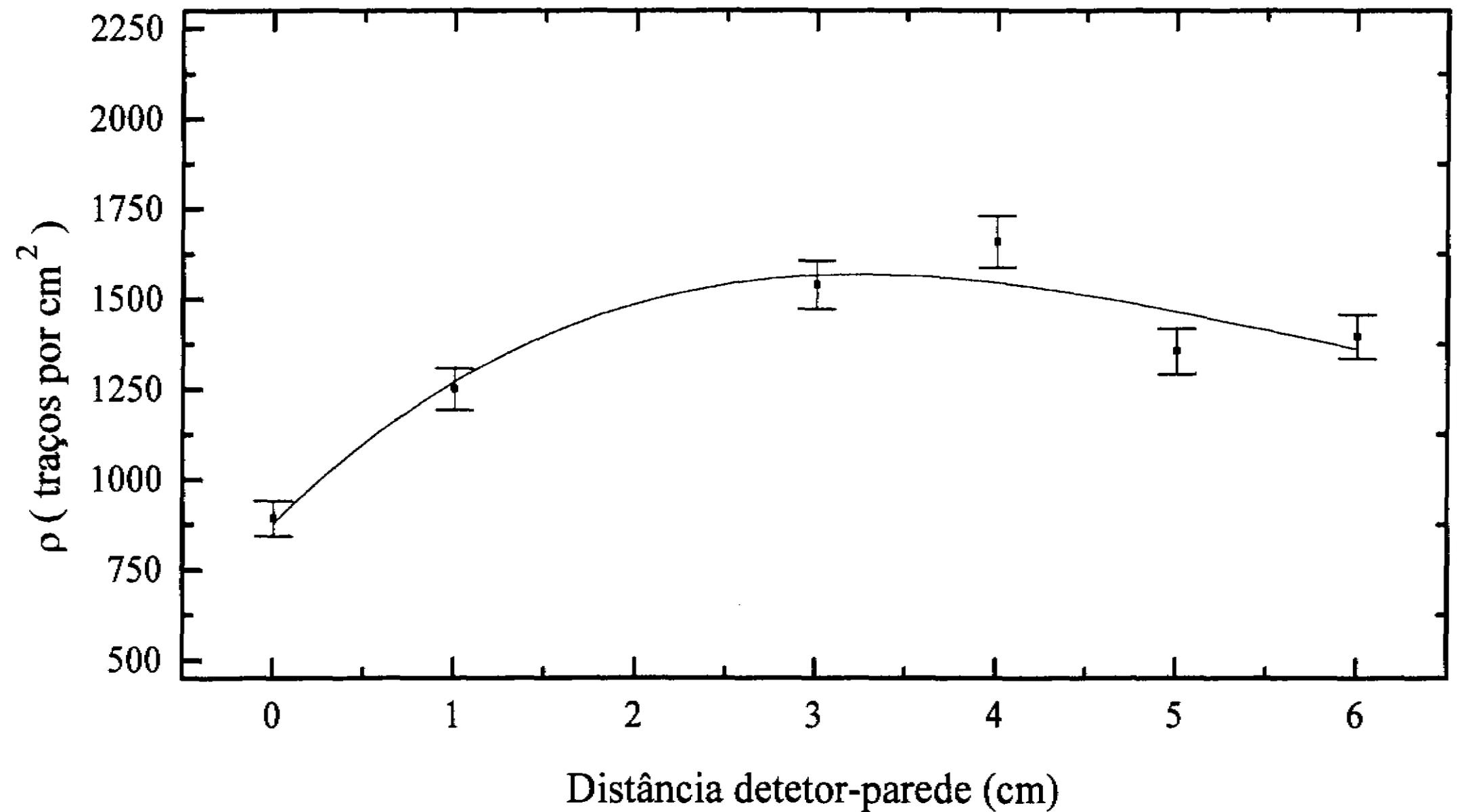


Fig 36 : Densidade de traços observada no CR-39 em função da distância a uma parede, sendo a distância ventilador-parede = 100cm, velocidade do ventilador = 2 e direção da ventilação $\alpha = 90^\circ$

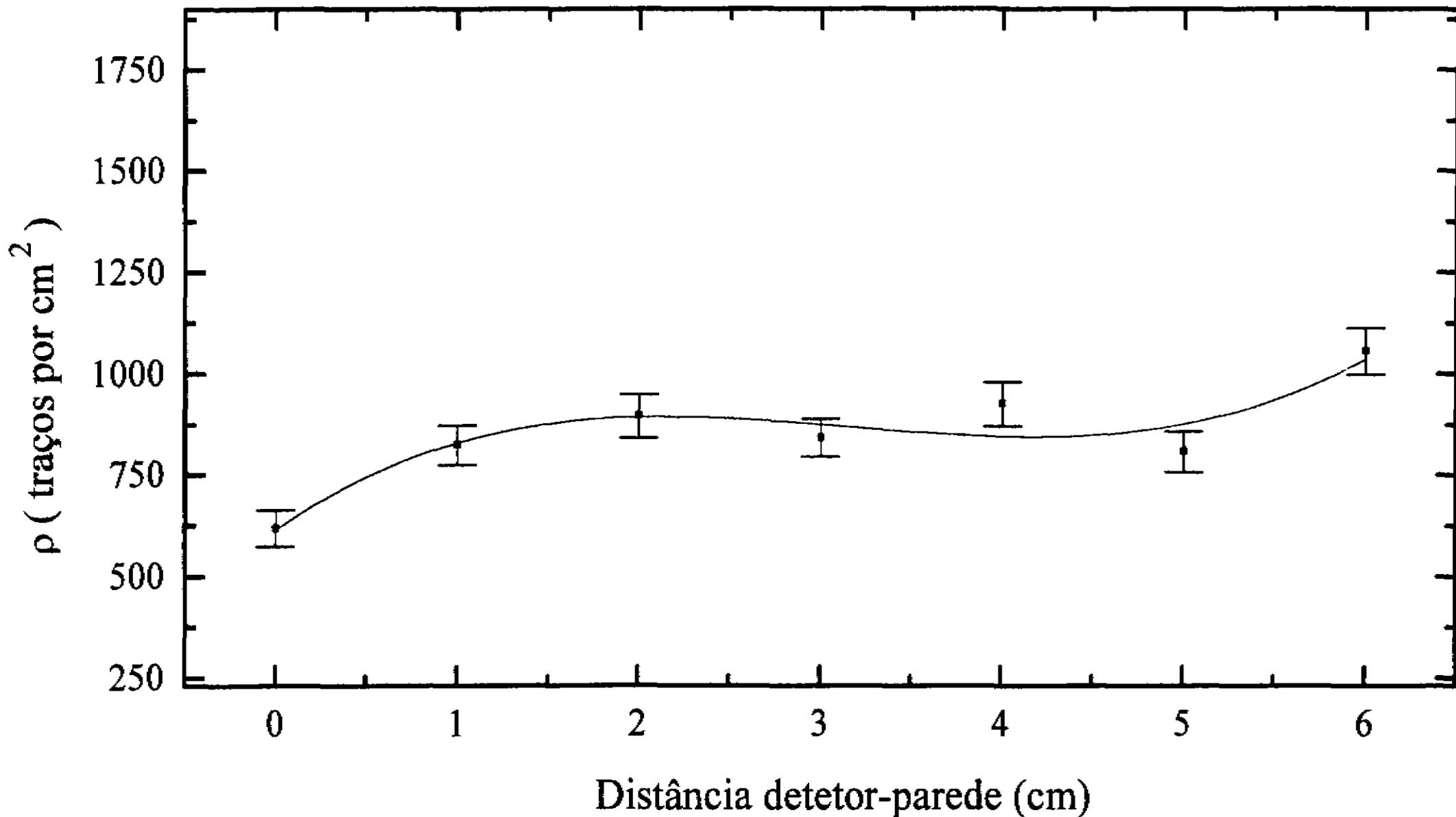


Fig 37 : Densidade de traços observada no CR-39 em função da distância a uma parede, sendo a distância ventilador-parede = 100cm, velocidade do ventilador = 3 e direção da ventilação $\alpha = 90^\circ$.

Densidade de Traços vs. Velocidade do ventilador

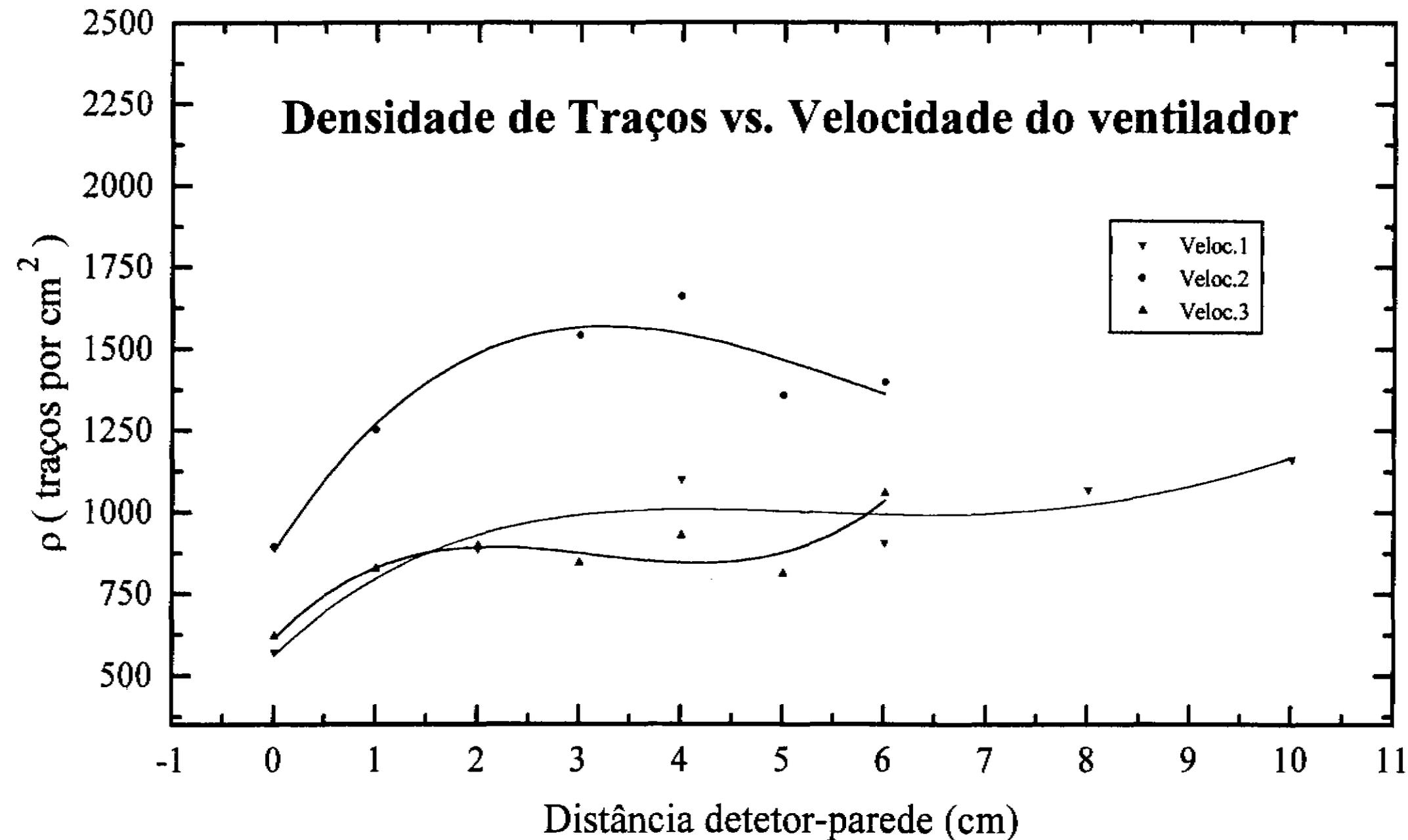


Fig 38: Resultados totais para a densidade de traços em função das diferentes velocidades de ventilação

6.11 Resultado Experimental VIII

Outro experimento realizado foi a exposição por uma semana de sete detectores CR-39 de dimensões $(1,5 \times 1,5) \text{ cm}^2$, situados a distâncias 0, 1, 2, 3, 4, 5 e 6 cm de uma parede. Nesse caso a direção do ar de ventilação incidiu sobre os detectores formando diferentes ângulos de $(30^\circ, 60^\circ \text{ e } 90^\circ)$ com a superfície dos detectores. Os resultados deste experimento estão mostrados nas figuras (39), (40) e (41). Cada um dos pontos mostrados nestes gráficos representa uma média de aproximadamente 500 traços medidos ao microscópio.

O resultado global, mostrado na figura (42), descreve as densidades de traços, em função da distância detector-parede, para as diferentes ângulos de ventilação. Como no caso das figuras (34) e (38), as curvas lisas foram obtidas através de programas computacionais onde se utilizou regressões polinomiais.

Analisando-se a figura (42), nota-se que a DME é aproximadamente independente do ângulo de ventilação e tem aproximadamente o mesmo valor encontrado em exposições sem ventilação.

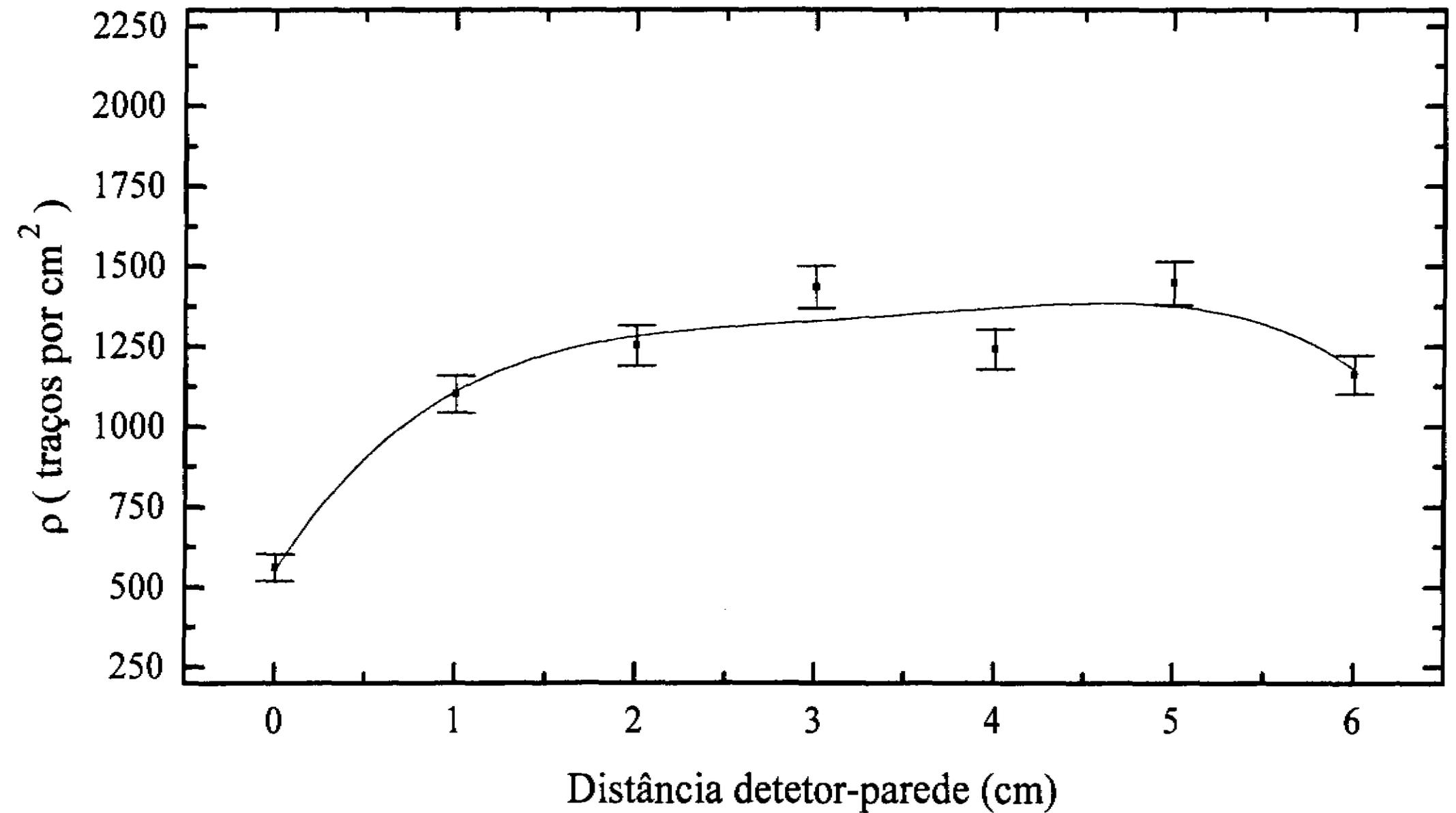


Fig 39 : Densidade de traços observada no CR-39 em função da distância a uma parede, sendo a velocidade do ventilador = 1 e direção da ventilação $\alpha = 30^\circ$.

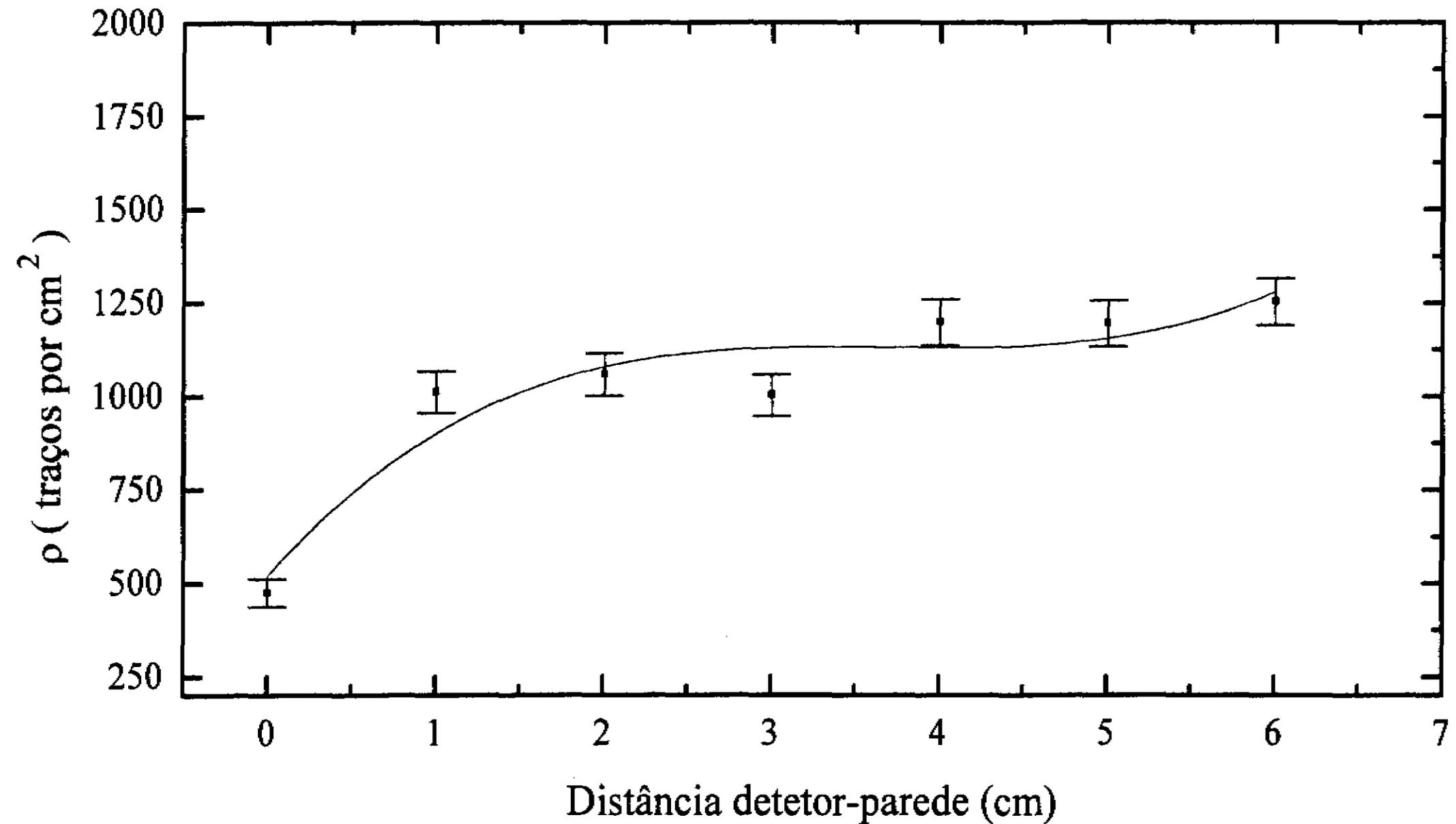


Fig 40 : Densidade de traços observada no CR-39 em função da distância a uma parede, sendo a velocidade do ventilador = 1 e direção da ventilação $\alpha = 60^\circ$.

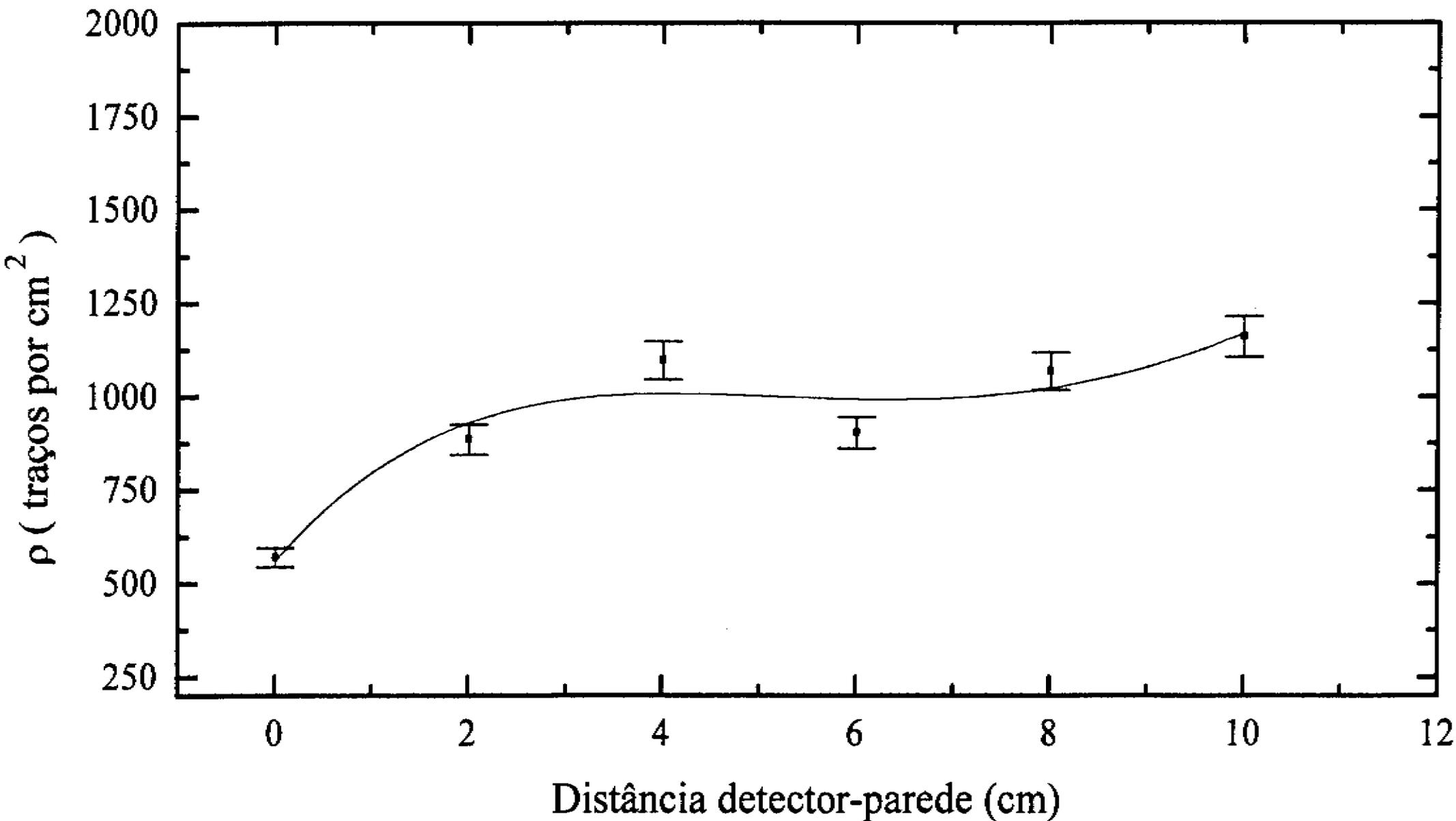


Fig 41 : Densidade de traços observados no CR-39 em função da distância a uma parede, sendo a distância ventilador-parede = 100cm, velocidade do ventilador = 1 e direção da ventilação $\alpha = 90^\circ$.

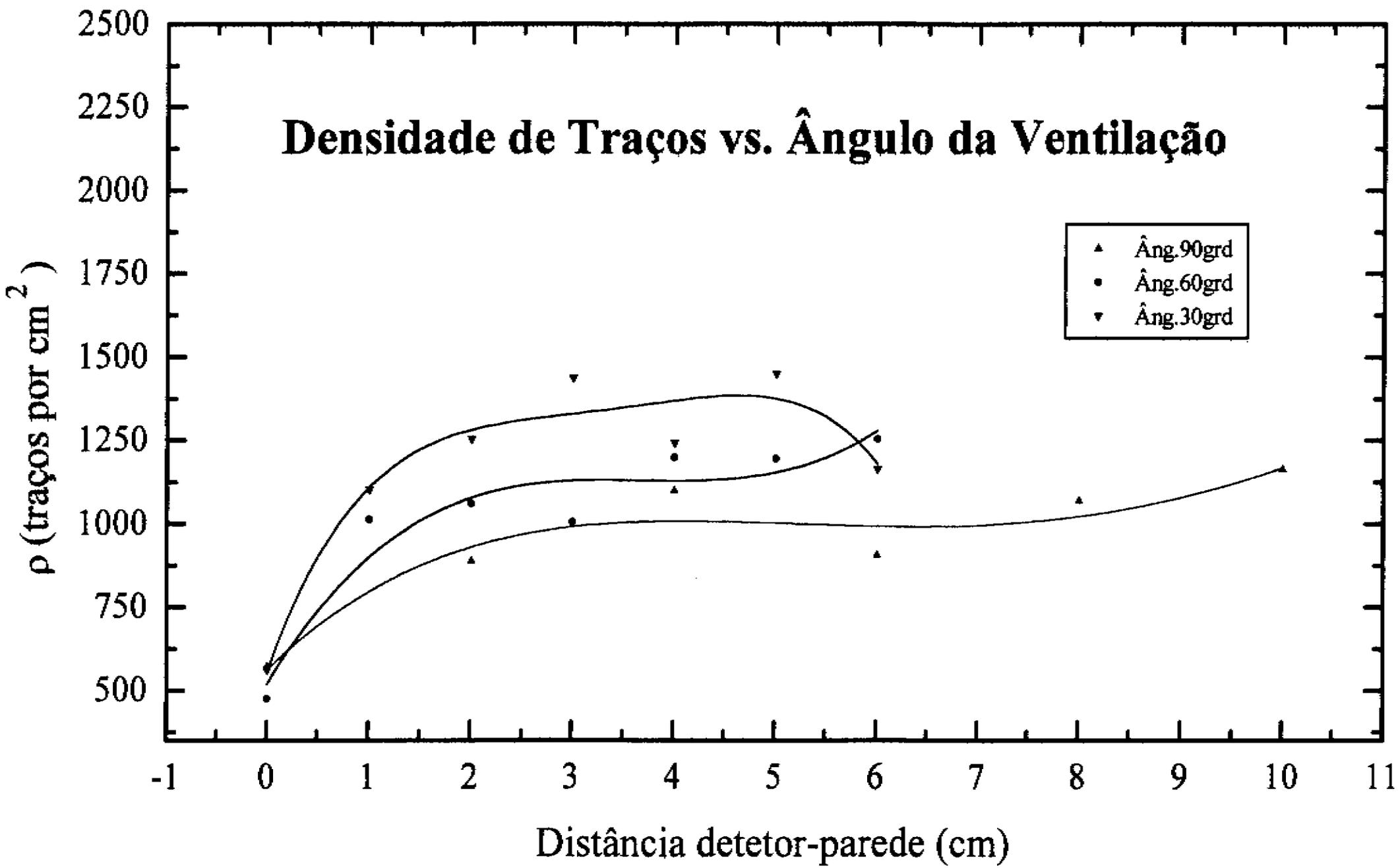


Fig 42: Resultados totais para a densidade de traços em função do ângulo da ventilação

6.12 Comentários Experimentais

- Uma das simplificações teóricas considerada neste trabalho foi que a ventilação (convecção) tem um só sentido e está dirigida perpendicularmente para a parede onde estavam os detectores. Estimou-se sua velocidade com auxílio de fumaça, obtendo-se valores da ordem de 1m/s .

- Considerou-se que a eficiência de detecção dos detectores CR-39, utilizados neste trabalho é homogênea, ou seja, não muda com o tempo.

- Observou-se que a densidade de traços de Background é muito baixa. Este resultado, obtido para algumas lâminas de CR-39, foi extrapolado para todas as lâminas de CR-39 utilizadas neste trabalho.

- Considerou-se o valor médio do coeficiente de difusão do Rn-222 e seus filhos, é constante e adotou-se o valor mais utilizado pelos pesquisadores da área: $D = 0,054\text{ cm}^2/\text{s}$.

CONCLUSÕES

- Dos nossos resultados experimentais podemos concluir que as correntes de ar não alteram a depleção dos átomos de filhos do Rn-222 nas proximidades das superfícies de uma parede. Este resultado contraria os resultados teóricos desenvolvidos nesta tese, onde se obtém que a distância máxima efetiva (DME) destes radionuclídeos deveria experimentar uma rápida saturação devido aos efeitos da convecção.

Como foi dito no item 5.7, uma possível explicação para discrepância entre previsão teórica e resultados experimentais é que o vetor velocidade de convecção, u , não pode ser considerado como unidimensional, $u = u(x)$, nas proximidades da parede. Ao chegar à parede o ar tem que escoar lateralmente. Se isto ocorrer acompanhado de pouca turbulência, o escoamento deve se dar de forma aproximadamente laminar, fazendo com que os detectores situados mais próximos da parede ofereçam uma área efetiva menor à passagem do ar, reduzindo assim a deposição de filhos do Rn-222 sobre eles e, conseqüentemente, o número de traços registrados. A adequação desta explicação poderia ser verificada qualitativamente filmando-se, com a utilização de fumaça, a movimentação do ar sob ventilação, nas proximidades dos detectores.

- Também concluímos que, com a presença da ventilação, não se observa os efeitos de borda, encontrados nos detectores CR-39 expostos longe de superfícies materiais, sendo a densidade de traços em todo o detector constante, com flutuações.

- Dos nossos resultados experimentais observamos que a (DME) é independente da intensidade e ângulos de incidência de ventilação, e tem aproximadamente o mesmo valor encontrado em experiências realizadas sem ventilação.

- Varios resultados experimentais obtidos acima sugerem que a DME é aproximadamente independente da ventilação. Isto tem importância para a monitoração ambiental de Rn-222 e filhos porque significa que a ventilação, como foi utilizada neste trabalho, não tem outro efeito senão o de produzir um aumento natural da taxa de deposição dos filhos do Rn-222 sobre superfícies materiais .

Referências

- [1] Neuberger, J.S: *Indoor Radon and Lung Cancer. Radiation Propection Dosimetry (1992), Vol.40, No.3, pp.147-148.*
- [2] Neuberger, J.S: *Residential Radon Exposure and Lung Cancer: An Overview of Ongoing Studies Health Physics (1992), Vol.63, No.5, pp.503-509.*
- [3] René Coppens: *La Radioactividad de las Rocas. Presses Universitaires de France, Paris 1979 3ra.ed. pp.5-8.*
- [4] J.D.Macdougall: *Fision Track Dating Journal of Physics (1978), pp.95-96.*
- [5] E.Browne, J.Dairiki and R.Dochler: *Table of Isotopes. Lawrence Berkeley Laboratory, Univ. of California Berkeley (1978) 7ma.edi, pp.1324-1366.*
- [6] K.Philip Hopke: *Radon and Decay Products. American Chemical Society (1987), pp.11-14.*
- [7] Task Group on Lung Dynamics: *Deposition and Retention Models for Internal Dosimetry of the Human Respiratory Track. Health Physics Pergamon Press (1966), pp.173-207.*
- [8] Altschuler, B.N.Nelson and Kisschner: *Estimation of Lung Tissue Dose From the Inhalation of Radon and Daughters. Health Physics (1964), pp.1137-1161.*
- [9] Hameed Ahmed Khan: *Radon: A Friend or a Foe? Nuclear Tracks Radiat. Meas.(1991), Vol.19,nos 1-4 , pp.353-362*
- [10] A.L.Frank and E.V.Benton: *Radon Dosimetry Using Plastic Nuclear In Human. Health Physics (1977), pp.375-378.*
- [11] G.S.Islam and A.K.Haque: *Measurement of Mixed Radon and Thoron Daughter concentrations using alpha and Beta Activities Filtered Fromair. Radiation Measurements (1994), pp.737-742.*

- [12] W.W.Nazaroff and A.V.Nero: *Radon and It's Decay products In Indoor Air*. edit. John Wiley, New York
- [13] G.S.Brager and A.V.Nero: *Transport and Deposition of Indoor Radon Decay Products I. Model Development and Validation. Atmospheric Environment (1991), pp.343-358.*
- [14] N.Jonassen: *The Dctermination of Radon Exhalation Rates. Health Physics (1989) Vol 45 No 2, pp.369-376.*
- [15] J.G.Ingersoll: *A Survey of Radionuclide Contentes and Radon Emanation Rates In Building Materials Used In The U.S. Health Physics(1983), pp.363-368.*
- [16] G.F.Sciocchetti and F.Scacco: *Resuts of a Survey on Radio Activity of Building Materials in Italy Health Physics (1983) Vol 45, No 2, pp.385-388.*
- [17] F.Bochicchio and S.Risica: *Active Radon Monitors. World scientific (1989), pp.110-122 Worksshop on Radon Monitoring in Radio Protection, Environmental Radioactivity, Trieste, Italy April 3-14.*
- [18] G.F.Lucas: *Improved Lon-Level Alpha-Scintillation Counter For Radon, The Review of Scientific Instruments (1957), Vol.28, No.9 pp.680-683.*
- [19] S.Watnick and R.T.Graveson: *A Rn-222 Monitor Using (α) Spectroscopy. Health Physics (1986) Vol.5, pp.645-646.*
- [20] J.W.Thomas: *Measurement of Radon Daughters In Air. Health Physics (1972), Vol.23, pp.783-789.*
- [21] N.Jonassen and W.E.Clements: *Determination of Radon-222 Concentrations by an Integrated Count method. Health Physics (1974), Vol.27, pp.347-351.*
- [22] L.Tommasino and M.Monnin: *A Plastic-Bag Sampler for Passive Radon Monitoring Nuclear Tracks and Radiation Measurements (1986), pp.681-684.*

- [23] B.Majborn: *Measurements of Radon in Dwelling with CR-39 Track Detectors. Nuclear Tracks and Radiation Measurement (1986), pp.763-766.*
- [24] M.H.Prichard and K.Marien: *A Passive Diffusion Rn-222 Sampler Based on Activated Carbon Adsorption. Health Physics (1985), Vol48, No 6, pp.797-803.*
- [25] G.Somogyi and Z.S.Varga: *Measurement of Radon daughters and thoron Concentrations by Multi-Detector devices. Nuclear Tracks and Measurements (1984) Vol. 1-4, pp.423-427.*
- [26] Robert.P.Flischer, R.Walker and P.Buford Price: *Nuclear Track In Solids. University of California Press (1975), pp.27-49.*
- [27] S.A.Durrani and R.K.Bull: *Solid State Nuclear Track Detection. pp. 23-95.*
- [28] Reimar Spohr: *Ion Tracks and Microtechnology. Friedr Vieweg, Braunschweig (1990), pp. 93-116.*
- [29] R.K.Bull and S.A.Durrani: *Solid State Nuclear Track Detetion. Pergamon BooksLts (1987), pp.42-45.*
- [30] W.Engel: *Introduction to Plastic Nuclear Track Detectors. Nuclear Tracks (1980), Vol 4, No 4, pp.283-308.*
- [31] Reimar Spohr: *Ion Tracks and Microtechnology , Friedr vieweg, Braunschweig (1990), pp.93*
- [32] F.Menbrey, A.Chambaudet, M.Fromm and R.Saouli: *Track Etching Model for Normal Incident Heavy Ion Recording in Isotropic Dielectric Detectors. Nucl.Tracks Radiat.Meas (1990), Vol 17, No 3, pp.183-190.*
- [33] John R.Lamarsk: *Introduction to Nuclear Reactor Theory. Addison Wesley Publishing Company Cap. 5 (Theory of Diffusion), pp.118-135.*
- [34] Szalay and G.Somogyi: *Track Diameter Kinetics in Dielectric Track Detectors. Nuclear Instruments and Methods (1973), pp.211-232.*

- [35] P.F.Green, A.G.Ramli, F.Abu-Jarad and Durrani: *A Study of Bulk-Etch Rates and Track-Etch Rates in CR-39. Nuclear Instruments and Methods (1982), pp.551-559.*
- [36] M.Fujii and R.Yokota: *New Polymeric Track Detectors of High Sensitivity (SR-80). Nuclear Tracks Radiat.Meas. (1988), Vol.15, pp.107-110.*
- [37] R.Ilic: *Damage Track Detectors for Alpha Particle Registration-Track Formation and Detector Processing. Proceedings of the International Workshop on Radon Monitoring Radio Protection Environmental Radioactivity and Earth Sciences ,ICTP, Trieste, Italy World Scientific Publishing (1989), pp.133-144.*
- [38] R.Baeillon, D.Klein, A.Chambaudet and M.Fromm: *Additional Uses of Polymeric Nuclear Track Detectors (CR-39 and LR-115) for Measuring Radon Emanation Nuclear Tracks Radiation Measurements (1995), pp.291-295.*
- [39] R.M.Cassou and E.V.Benton: *Properties and Applications of CR-39 Polymeric Nuclear Track Detector. Nuclear Track Detection (1978), Vol 2, pp.173-179.*
- [40] J.C.Hadler, P.J.Iunes, A.M.Osorio and S.R.Paulo: *The Influence of the Size of Material Surfaces on Radon Daughters plate – out. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 313 (1992), pp.290-294.*
- [41] G.Bigazzi, J.C.Hadler and S.R.Paulo: *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 (1989), pp.506-509.*
- [42] S.R.Hashemi and L.S.Peak: *Measurement of plate –out Rates of Rn-222 Daughters in Laboratory Conditions: Implications for Radon Dosimetry. Nucl.Track Radiat.Meas (1992) Vol 21, No2 pp.225-234.*
- [43] R.C.Bruno: *Verifying a Model of Radon Decay Product Behaviour Indoors Health Physics (1983) Vol 45, No2, pp.471-480.*

- [44] David.E.Hintenlang and Kaiss.K.Al-Ahmady: *Influence of Ventilation Strategies on Indoor Radon concentrations Based on a Semiempirical Model for Florida-Style Houses. Health Physics (1994), pp.427-432.*
- [45] J.Porstendorfer, A.Wicke and Schraub: *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 (1978), Vol 34, pp.465-473.*
- [46] G.A.Swedjomark: *The Equilibrium Factor (F) Health Physic (1983), Vol.45, No2, pp.453-462.*
- [47] L.R.Gil, R.M.S.Leitão, A.Marques and A.Rivera: *Ventilation Rate in Equilibrium Factor Measurements With SSNTD. Radiation Measurements (1995), Vol 24, No1, pp.53-56.*
- [48] R.F.Pueschel and P.M.Kuhn: *Infrared Absorption of Tropospheric Aerosols: Urban and Rural of Phoenix, Arizona. Journal of Geophysical Research (1975) Vol.80, No 21, pp.2960-2962.*
- [49] Handbook of Optics: *Optical Society of America Mc Graw Hill Book Company pp.465-473.*
- [50] H.J. Kreuzer : *Nonequilibrium Thermodynamics and its Statistical Foundations, Clarendon, Oxford, (1984).*
- [51] F.Raes: *Description of the Properties of Unattached Po-218 and po-212 Particles by Means of the Classical Theory of Cluster Formation. Health Physics (1985), Vol.49, No 6, pp.1177-1187.*
- [52] Sérgio Roberto de Paulo: *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, Tese de Doutorado, Instituto de Física Gleb Wataghin, UNICAMP, Setembro de 1991, pp.111-115.*

- [53] J.Porstendorfer and T.T.Mercer: *Influence of Electric Charge and Humidity Upon the Diffusion coefficient of Radon Decay Products. Health Physics (1979), Vol.37, pp.191-199.*
- [54] E.H.Kennard: *Kinetic Theory of Gases. Mc Graw-Hill Book Company (1938), pp.201*
- [55] N.Jonassen and E. Hayes: *Relative Concentrations of Rn-222 daughter Ions in Air Journal of geophysical Research (1972), Vol.77, No.15, pp2648-2653.*
- [56] W.Jacobi: *Activity and Potential α - Energy of Rn-222 and Rn-220 Daughters in Different Air Atmospheres. Health Physics (1972), Vol.22, pp.441-450.*
- [57] E.Stranden: *Radon in dwellings and Influencing Factors. Health Physics (1980), Vol.39, PP.275-284.*
- [58] Cohen, E: *The Boltzmann Equation. Phenomenon Not Equilibrium, edited by E.G. D.Cohen and W.Thirring, Wien, Springer (1973), pp-109.*
- [59] J.L.Lebowitz and E.W.Montroll: *The Boltzmann Equation. Nonequilibrium Phenomena (I), Amsterdam: North - Holland, c (1983) pp-3,21.*
- [60] J.C.Hadler, P.J.Iunes and S.R.Paulo: *A Theoretical Study on the Spatial Distribution of Indoor Rn-222 and its Decay Products. Submetido ao Brazilian journal of Physics.*
- [61] Coimbra, Alberto Luiz: *Mecânica Dos Meios Contínuos. Rio de Janeiro (1967), Editôra "Ao livro técnico S.A", Capítulo 10, pp. 160*
- [62] Sérgio Roberto de Paulo: *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 Tese de Doutorado, Instituto de física Gleb Wataghin, UNICAMP, Setembro de 1991, pp.38-43*

- [63] J.C.Hadler, P.J.Íunes, A.M.Osorio and S.R.Paulo: *Relationship Between Track Size and Energy For Alpha Particles In CR-39. Nuclear Tracks Radiat. Meas.(1991), Vol.19,nos 1-4, pp.313-317*
- [64] J.C.Hadler N., P.J. Iunes, A.M. Osorio Araya and S.R.Paolo (1992): " *The Influence of the Size of Material Surface on Radon Daughters Plate-Out* ", *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Vol.A313, pp. 290-294*
- [65] Matiullah and S.A.Durrani: *Measurement of the Etching Characteristics of Proton, Fission-Fragment and Heavy-Ion Tracks In CR-39 Nuclear Tracks Radiat. Meas.(1988), Vol.15,nos 1-4, pp.203-206*