

## OS MECANISMOS DE DIFUSÃO E TRANSPORTE CONVECTIVO NA FORMAÇÃO DE ANOMALIAS SUPERFICIAIS DO RADÔNIO-222 GERADO EM PROFUNDIDADE

ENIO B. PEREIRA<sup>1</sup> e VALIYA M. HAMZA<sup>2</sup>

Instituto Astronômico e Geofísico — USP — Caixa Postal 30627 — 01000 — São Paulo — SP — Brasil

A preliminar study on the importance of a thermally-activated convective transport of radon is made in order to explain radon anomalies at surface generated at great depth. It is theoretically shown that convective currents should be of the order of  $10 \mu\text{m/s}$  or larger to explain such anomalies. The influence of surface temperature changes on the convective transport is also discussed. Seasonal changes in temperature typical of climates such as that of southern Brazil can develop thermal inversion layers at depths up to 20 metres. The optimum period of the year for the employment of surface emanometric techniques is during the second and the third months after the winter peak when the thermal inversion barriers are less intense.

### INTRODUÇÃO

A aplicação de técnicas emanométricas usando o gás radônio-222 na localização de depósitos de urânio tem revelado, em alguns casos, mineralizações em profundidades superiores a 100 metros (Gingrich e Fischer, 1976). O modelo de migração gasosa baseado somente na difusão molecular do gás na rocha e no fluído intersticial limita a profundidade de alcance desse método a menos de 15 metros, aproximadamente. Muito embora esse aparente paradoxo, certos autores atribuem à difusão molecular um papel dominante na migração do radônio em profundidade.

A hipótese do transporte do radônio por arraste livre ou sem solução no fluído intersticial devido ao movimento do próprio fluído, tem sido abordada por diversos autores (Bulashovich e Khairitdinov, 1959; Tanner, 1964, 1978). Os mecanismos que propiciam esse transporte foram discutidos de maneira bastante especulativa até o momento, dada as dificuldades experimentais envolvidas na confirmação no campo dos resultados obtidos a nível teórico e em laboratório.

Clemens e Wilkening (1974) mostram, de maneira bastante original, que as diferenças diurnas de pressão atmosférica podem tanto inibir como intensificar o fluxo de radônio através de um mecanismo de bombeamento do gás no solo. Esse efeito, contudo, parece ser significativo somente em profundidades relativamente rasas. A hipótese do transporte do radônio por correntes de convecção do fluído intersticial da rocha e do gás do solo, geradas pelo gradiente geotérmico, parece explicar melhor a migração desse gás até grandes profundidades (Mogro Campero e Fleischer, 1977).

No presente trabalho é estudada a importância relativa dos fenômenos de difusão e de transporte no processo de formação de anomalias superficiais de radônio-222, associadas a corpos mineralizados de urânio em profundidade. Um estudo semi-quantitativo sobre os efeitos das variações térmicas diurnas e sazonais na superfície no transporte convectivo do radônio é também apresentado.

### REMOÇÃO E MOBILIZAÇÃO DO RADÔNIO-222 NAS ROCHAS PRODUTORAS

O radônio-222 é relativamente imóvel no interior dos minerais das rochas que contém rádio. Um coeficiente de difusão inferior à  $10^{-16} \text{ m}^2/\text{s}$  limita a mobilidade do gás a apenas algumas constantes da rede do cristal durante sua meia vida (3,82 dias). Contudo, a energia cinética de recuo dos átomos de radônio permite o escape dos átomos mais periféricos no cristal. Essa fração do gás que escapa dos minerais é responsável pela sua mobilidade na rocha como um todo.

A maior parte da energia cinética de recuo do radônio é absorvida pela água que normalmente preenche os poros das rochas produtoras. Essa fração liberada do gás entra rapidamente em solução na água conforme a lei de Henry. Rogers (1958) e, posteriormente, Gasparini e Mantovani (1978) mostraram que o radônio se encontra nas águas percolantes nos poros das rochas em concentrações normalmente muito inferiores à saturação, mesmo para temperaturas elevadas.

<sup>1</sup> Endereço Atual: Instituto de Pesquisas Espaciais  
Caixa Postal 515 — 12200 — São José dos Campos — SP

<sup>2</sup> Endereço Atual: Instituto de Pesquisas Tecnológicas do Estado de São Paulo  
Caixa Postal 7141 — Cidade Universitária — São Paulo — SP

O mecanismo de migração do radônio que prevalece no interior dos poros, capilares e microfaturas de uma rocha é a difusão gerada pelo gradiente natural de concentração (lei de Fick). A difusão do radônio no meio aquoso fornece um mecanismo de migração bastante lento com respeito à meia vida relativamente curta do radônio, Wilkening (1978) define dois tipos de difusão para o radônio no interior das rochas como um todo: a difusão de Knudsen e a difusão molecular. A primeira ocorre quando o caminho livre médio do radônio na água (cerca de 0,1  $\mu\text{m}$ ) é muito maior do que o espaço entre os poros dessa rocha. Já a difusão molecular ocorre quando as dimensões dos espaços livres dessa rocha são maiores do que 0,1  $\mu\text{m}$ , ocorrendo, portanto, muito mais comumente do que a difusão de Knudsen. Além desses dois tipos de difusão, o radônio pode também ser lentamente mobilizado junto com o fluido intergranular devido aos gradientes de pressão normalmente existente no interior das rochas. Esse fluxo é laminar e combina — se com os dois tipos de difusão para fornecer o coeficiente efetivo de difusão que se mede para uma dada rocha. A Tabela 1 mostra uma compilação dos dados de coeficientes de difusão para o radônio em alguns materiais geológicos, disponíveis na literatura.

### DIFUSÃO VERSUS TRANSPORTE DO RADÔNIO GERADOS EM DEPÓSITOS URANÍFEROS PROFUNDOS

Dois tipos de fluxos, difusão e transporte, podem ser definidos em um dado volume de rocha contendo rádio-226. Os mesmos estão representados respectivamente pelas equações (1) e (2) dadas a seguir:

$$\vec{j}_d = -\delta \vec{\nabla} C \quad (1)$$

$$e \quad \vec{j}_t = \eta C \vec{V}, \quad (2)$$

onde:  $\delta$  é o coeficiente de difusão do radônio,  $\eta$  é a porosidade,  $C$  é a concentração do radônio e  $\vec{V}$  é a velocidade de transporte devido ao movimento do fluido que preenche os poros, capilares e fraturas de uma rocha. A equação geral de migração do radônio levando esses dois termos em consideração é dada por:

$$\eta \frac{\partial C}{\partial t} = \Omega q - \lambda \eta C + \vec{\nabla} \cdot (\delta \vec{\nabla} C) - \vec{\nabla} \cdot (\eta C \vec{V}), \quad (3)$$

onde:  $\Omega$  é o coeficiente de emissão da rocha,  $\lambda$  é a constante de decaimento do radônio,  $q$  é o número de átomos de radônio gerados na rocha e  $t$  é o tempo. A solução da equação (3) só é possível para alguns modelos bastantes simplificados. No presente trabalho procuramos comparar os efeitos relativos da difusão e do transporte na migração e formação de uma anomalia de radônio em superfície. Para esse fim um modelo de 3 camadas horizontais semi-infinitas foi empregado: todas com características físicas idênticas sendo que a camada intermediária, contendo elevada concentração de urânio, corresponde ao depósito uranífero. Obviamente, tal modelo, extremamente simplificado, não pode ser encontrado no campo onde a realidade é muito mais complexa, envolvendo geralmente múltiplas camadas com características físicas distintas e geometrias diversas, falhas, dobramentos e camadas argilosas impermeáveis. Contudo, as informações extrapoladas do modelo simplificado podem ser úteis para uma estimativa da importância relativa da difusão e do transporte do radônio na formação de anomalias superficiais.

A solução da equação (3), para um sistema estacionário, e na ausência de uma camada radioativa é dada por:

Tabela 1 — Coeficientes de difusão do radônio-222 no meio geológico.

MEIO	$\delta$ ( $\text{m}^2 / \text{seg}$ )	REFERÊNCIAS
Xistos	$1,44 \times 10^{-5}$	Ghosh e Sheik (1976)
Quartzitos	$7,9 \times 10^{-7}$	Ghosh e Sheik (1976)
Solos	$2 - 10 \times 10^{-6}$	Schroeder et al. (1965)
Granito alterado "in situ"	$2,1 \times 10^{-6}$	Bulashevich et al. (1970)
Areia com cascalho "in situ"	$7,7 \times 10^{-6}$	Bulashevich et al. (1970)
Sedimentos argilosos "in situ"	$3,2 \times 10^{-7}$ (média)	Bulashevich et al. (1970)

$$C(z) = C_0 e^{m_2 z} + \frac{q\Omega}{\lambda\eta} [1 - e^{m_2 z}] \quad (4)$$

e o fluxo total ( $j_d + j_t$ ) é dado por:

$$j(z) = (\eta V - \delta m_2) (C_0 - q\Omega/\lambda\eta) e^{m_2 z} + \eta V q \Omega / \lambda \eta, \quad (5)$$

onde  $m_2$  é definido pela equação (8). A inclusão de uma camada radioativa de espessura  $d$ , deve alterar tanto o fluxo como a distribuição de concentração do radônio no meio poroso. A solução geral nesse caso é dada por:

$$C'(z) = A e^{m_1 z} + B e^{m_2 z} + \Omega q / \lambda \eta \quad (6)$$

e o fluxo total por:

$$j'(z) = (\eta V - \delta m_1) A e^{m_1 z} + (\eta V - \delta m_2) B e^{m_2 z} + \eta V q \Omega / \lambda \eta \quad (7)$$

onde

$$m_1 = \frac{1}{2} \left\{ \frac{\eta V}{\delta} \pm \sqrt{\left(\frac{\eta V}{\delta}\right)^2 + \frac{4\eta\lambda}{\delta}} \right\} \quad (8)$$

A e B são constantes a serem determinadas a partir das condições de contorno do modelo. Igualando os fluxos e as concentrações na base da camada mineralizada de urânio à profundidade  $H$ , empregando as equações (6) e (7), com os fluxos e concentrações dados pelas equações (4) e (5), respectivamente, e tomando para  $C(0)$  o valor médio da concentração de radônio na atmosfera ( $C_0$ ) compilado por Pereira (1980), pode-se obter o seguinte sistema de equações lineares:

$$A + B = C_0 - \Omega q / \lambda \eta, \quad (9.a)$$

$$\alpha (\eta V - \delta m_1) e^{m_1(H+d)} + \beta (\eta V - \delta m_2) e^{m_2(H+d)} = (\eta V - \delta m_1) (C_0 - q\Omega/\lambda\eta) e^{m_1(H+d)} - (q' - q) \eta V \Omega / \lambda \delta, \quad (9.b)$$

$$\alpha e^{m_1(H+d)} + \beta e^{m_2(H+d)} = (C_0 - q\Omega/\lambda\eta) e^{m_2(H+d)} - (q' - q) \Omega / \lambda \eta, \quad (9.c)$$

$$A (\eta V - \delta m_1) e^{m_1 H} + B (\eta V - \delta m_2) e^{m_2 H} - \alpha (\eta V - \delta m_1) e^{m_1 H} - \beta (\eta V - \delta m_2) e^{m_2 H} = (q' - q) \eta V \Omega / \lambda \eta \quad (9.d)$$

onde:  $\alpha$  e  $\beta$  são constantes e  $q'$  é o número de átomos de radônio gerados no interior da camada mineralizada de urânio. Os parâmetros adotados para a resolução do sistema de equações (9) são os seguintes:

$$\lambda = 2,1 \times 10^{-6} \text{ s}^{-1}$$

$$C_0 = 1,0 \times 10^6 \text{ átomos/m}^3$$

$$\delta = 3,5 \times 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$$

$$q = 7,9 \times 10^4 \text{ átomos/m}^3 \text{ s (2,6 ppm eU)}$$

$$q' = 3,08 \times 10^8 \text{ átomos/m}^3 \text{ s (1% eU)}$$

$$\eta = 18\%$$

$$\Omega = 20\%$$

Com os valores de A e B, obtidos pela resolução do sistema, substituídos na equação (6) foram construídas as curvas da Fig. 1. Esta figura representa os valores de profundidade crítica,  $Z_c$ , versus velocidade de transporte,  $V$ , para a formação de uma frente de anomalia de radônio de 10% sobre o valor de concentração na ausência da camada radioativa de espessura  $d$ . Nesse exemplo particular, a camada radioativa tem uma concentração de 1% de urânio e se encontra a uma profundidade  $H$  de 50 metros. O valor de 10% adotado para definição da frente de anomalia foi estipulado empiricamente levando-se em conta ser essa anomalia facilmente detetável no campo.

Observa-se na Fig. 1, que, sistematicamente, para velocidades de transporte nulas ou inferiores a cerca de  $5 \mu\text{m/s}$ , a frente de anomalia de radônio não é capaz de atingir a superfície da Terra. Por exemplo, para uma velocidade de transporte de  $1 \mu\text{m/s}$  e uma espessura de camada radioativa de 3 metros, a frente de anomalia só pode ser medida a cerca de 15 metros de profundidade sobre o corpo mineralizado. Essa situação mostra a necessidade da existência de um mecanismo de arraste para o radônio na formação de anomalias em superfície.

Os valores de velocidade de transporte ou arraste,  $V$ , que melhor se aplicam no modelo real no campo são praticamente desconhecidos até hoje, muito embora existam trabalhos em andamento em que se propõe sua determinação experimental. Fleischer et al (1978), por exemplo, inferem valores de  $V$  da ordem de  $10 \mu\text{m/s}$  para uma área teste no Novo México, USA. Se a hipótese do transporte do radônio for de fato válida, é provável que a mesma varie de lugar para lugar e com a profundidade, além da variação temporal. Uma discussão semi-quantitativa envolvendo um possível processo de transporte, a convecção térmica, é abordada no capítulo seguinte.

## CONVECÇÃO TÉRMICA COMO MECANISMO DE TRANSPORTE DO RADÔNIO

A discussão na secção anterior demonstra claramente que um grande número de anomalias de radô-

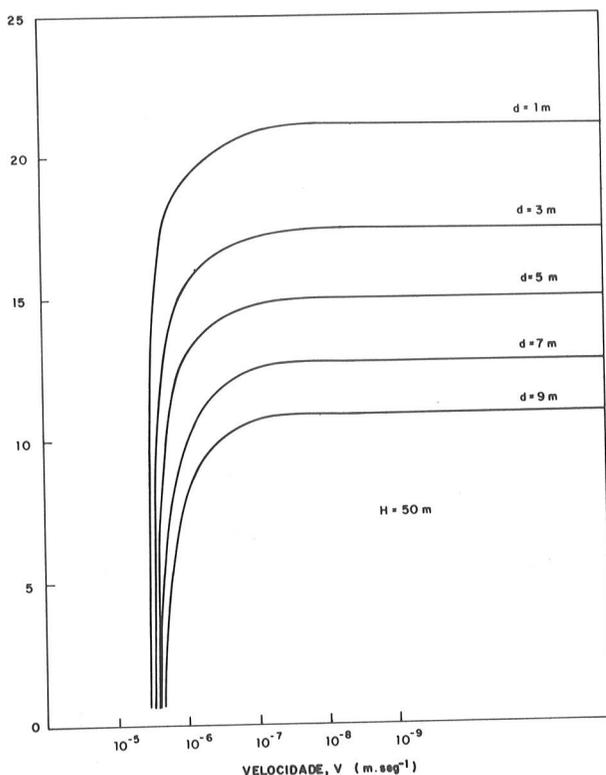


Figura 1 — Profundidade crítica,  $Z_c$ , de uma frente de anomalia de radônio de 10% para diversos valores da velocidade de arraste,  $V$ . A camada radioativa tem 1% de urânio, e está a 50 m de profundidade.

nio na superfície não pode ser somente devido à difusão. Um possível mecanismo de arraste do radônio na crosta seria aquele do movimento gerado pela convecção térmica.

A teoria básica na convecção térmica nos fluídos foi apresentada por Rayleigh (1916) e estendida posteriormente para meios porosos por Horton e Rogers (1945) e Lapwood (1948). Problemas de convecção térmica em sistemas geotermiais foram considerados por Donaldson (1962), Elder (1965), Lister (1972) e Ribando et al. (1976) entre outros. Os efeitos das variações nas propriedades termodinâmicas devido à pressão e à temperatura na convecção térmica em meios porosos foram abordados por Strauss e Schubert (1977). Kassoy e Zebib (1978) apresentaram um modelo de convecção para zonas de falhamentos. A convecção térmica em meios porosos levando em conta diferenças de temperatura entre o fluído e a matriz foram discutidos por Bland (1954), Combarnous (1972), Nelson e Gallaway (1975) e Turcotte et al. (1977).

É fundamental para início de convecção térmica a existência de um gradiente de temperatura positiva, capaz de produzir diferenças na densidade que eventualmente induze uma instabilidade gravitacional no fluído. A condição para instabilidade ou início de convecção é relacionada com o crescimento de uma perturbação na densidade ( $\rho'$ ) dado por:

$$\rho' = \rho_0' \exp\left(\frac{nt}{T}\right) \quad (10)$$

onde  $\rho_0'$  é a densidade em tempo  $t = 0$ , e  $T$  é uma constante característica de tempo de difusão.

Obviamente a instabilidade é possível somente para valores positivos de  $n$ , o que é relacionado com o número de Rayleigh ( $R_a$ ) para o fluído em questão. O gradiente crítico ( $G$ ) necessário para dar início à convecção num fluído boussinesq num meio poroso é dado por (Horton e Rogers, 1945):

$$G > 4 \pi^2 \alpha \nu / \text{kg} \gamma D^2 \quad (11)$$

onde

$\alpha$  é a difusividade térmica

$\nu$  é a viscosidade cinemática

$k$  é a permeabilidade do meio poroso

$g$  é a aceleração por gravidade

$\gamma$  é o coeficiente de expansão e

$D$  é a espessura da camada porosa.

Para um fluído não boussinesq, Strauss e Schubert (1977) mostram que o número de Rayleigh crítico não é constante mas varia com a espessura e a diferença de temperatura através da camada.

Entretanto, para camadas com espessuras menores que 10 metros o número de Rayleigh crítico é cerca de  $4 \pi^2$ .

A convecção térmica como mecanismo de transporte do radônio a grandes distâncias verticais na crosta foi sugerida por Mogro Campero e Fleischer (1977) e Pereira (1980). Recentemente Soonwala e Telford (1980) apresentaram soluções para o movimento do radônio no solo devido à convecção e à difusão. Entretanto os trabalhos relacionados acima levam em consideração apenas algumas características gerais da convecção na crosta sem dirigir o problema aos primeiros 100-200 metros de profundidade, onde geralmente ocorrem as possíveis associações entre anomalias superficiais de radônio e depósitos profundos de urânio. É importante notar que existem camadas nessa parte superficial da crosta onde o gradiente geotérmico é insuficiente para sustentar a convecção térmica. Particularmente, em profundidades de até cerca de 20 metros, a influência das variações periódicas nas temperaturas da superfície pode alterar significativamente o gradiente geotérmico original.

Um dos objetivos do presente trabalho é demonstrar semi-quantitativamente alguns aspectos do problema do transporte convectivo do radônio devido à introdução de variações periódicas da temperatura na superfície.

A penetração de uma perturbação periódica na temperatura da superfície é dada por:

$$\theta = \theta_0 e^{-kz} \cos(\omega t - kz) \quad (12)$$

onde

$\theta_0$  é a amplitude da variação de temperatura na superfície

$\theta$  é a amplitude a uma profundidade  $z$ , no instante de tempo  $t$

$\omega$  é a frequência angular da variação periódica ( $\omega = 2\pi/P$ )

$P$  é o período da perturbação

$k = \sqrt{\omega/2\alpha}$  (sendo  $\alpha$  a difusividade térmica, que é igual a  $1 \mu\text{m}^2\text{s}^{-1}$ ).

A equação (12) mostra que a amplitude de variação térmica diminui exponencialmente com a profundidade  $z$ , mas a frequência permanece constante em qualquer profundidade. O comprimento de onda  $\lambda$  é dado por:

$$\gamma = \sqrt{4\pi\alpha P} \quad (13)$$

Para a variação diária o comprimento de onda é cerca de um metro enquanto que para a variação anual alcança valores próximos a 20 metros, em rochas com difusividade térmica de  $1 \mu\text{m}^2/\text{seg}$ . Na profundidade equivalente a um comprimento de onda a amplitude é reduzida por um fator de  $e^{-2\pi} = 0,0019$ . Portanto as perturbações devidas às variações diárias e anual são praticamente desprezíveis em profundidades maiores que um metro e vinte metros respectivamente.

No presente contexto o efeito mais importante da penetração da variação da temperatura superficial é a geração de gradientes térmicos negativos em certos intervalos de profundidade, inibindo-se fortemente a convecção térmica. Os gradientes negativos são induzidos entre profundidades correspondentes às amplitudes máximas positivas e negativas. Na equação (12) a condição de máximo ou mínimo ocorre quando:

$$\frac{\partial \theta}{\partial z} = k\theta_z [\sin(\omega t - kz) - \cos(\omega t - kz)] = 0 \quad (14)$$

$$\text{ou } z = \left(\frac{\omega t}{k}\right) + \left(\frac{3 + 4n}{4}\right) \frac{\pi}{k} \quad (15)$$

onde  $\theta_z = \theta_0 \exp(-kz)$  e  $n$  pode assumir valores inteiros não negativos.

As medidas de radônio são normalmente efetuadas no solo em profundidades menores do que um a dois metros. Muito embora as variações diárias possam afetar substancialmente os valores medidos do radônio nessas profundidades devido às alterações no regime térmico dos gases nos poros do solo, esse problema pode ser razoavelmente compensado pela integração dos resultados ao longo de alguns ciclos. Entretanto o mesmo torna-se impraticável para as variações sazonais devido ao longo período envolvido e a grande penetração da sua influência.

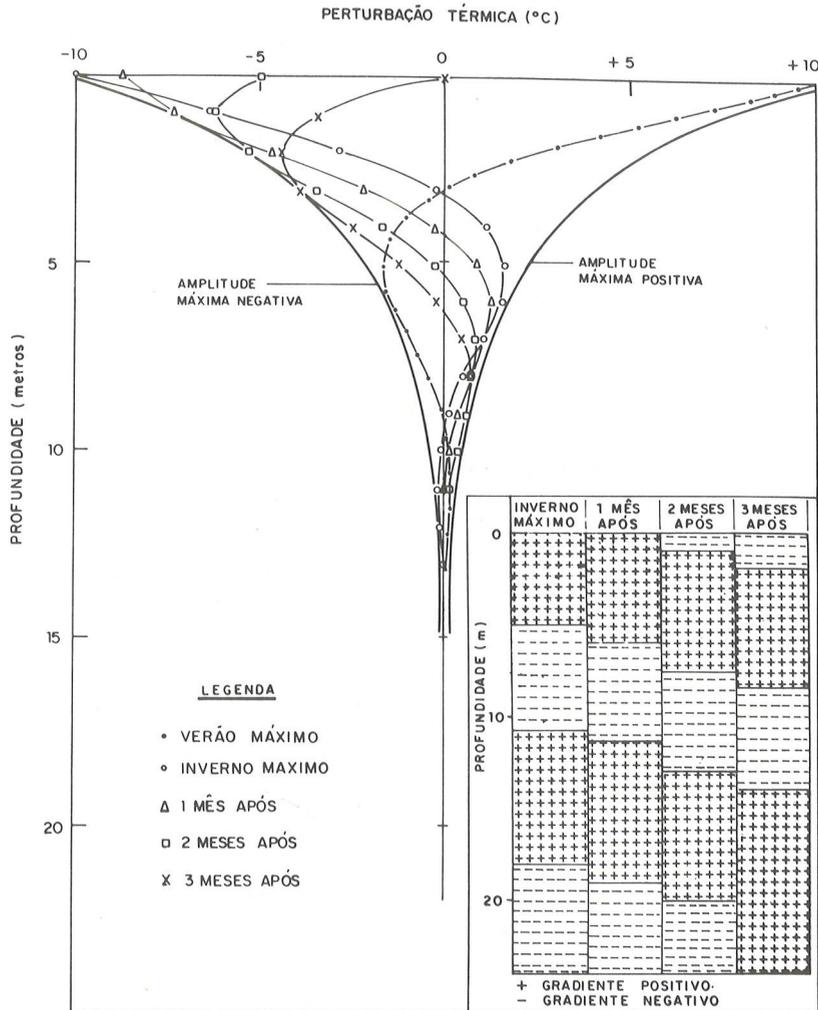
A fim de ilustrar os argumentos discutidos aqui, são apresentadas na Fig. 2 curvas de amplitude versus penetração das variações sazonais de temperatura, para uma amplitude máxima de  $10^\circ\text{C}$  na superfície. Não está incluído na Fig. 2 o gradiente geotérmico original, que no escudo brasileiro varia entre 6 e  $30^\circ\text{C}/\text{km}$  (Hamza et al., 1978). É fácil notar que durante o verão há um forte gradiente térmico negativo (inversão térmica) induzido no solo. No meio do verão (verão máximo) o gradiente térmico é negativo até cerca de 5 metros. Entre 6 e 12 metros o gradiente passa a ser positivo, contudo, volta a ser negativo entre 12 a 20 metros. Isso implica que o transporte do radônio por convecção térmica (araste junto com o fluído intersticial) não é possível até a superfície no verão, mesmo em regiões onde outros fatores possam favorecer grandemente a convecção em camadas profundas, tais como nas regiões com gradientes geotérmicos originais mais elevados.

No meio do inverno (inverno máximo) o gradiente térmico induzido é positivo até cerca de 5 metros de profundidade. Contudo, ocorrem duas camadas com gradientes negativos, uma entre 6 e 12 metros e outra de menor intensidade entre 19 e 24 metros de profundidade. Em consequência disso, qualquer que seja o mecanismo de migração do radônio para a superfície, ele deverá ser capaz de superar essas barreiras de inversão térmica. Atualmente, estão sendo desenvolvidos pelos autores cálculos mais detalhados com o intuito de verificar a eficácia do mecanismo de difusão em superar tais barreiras de inversão térmica, visto que se tal fato ocorrer, o elevado gradiente térmico induzido reinante entre a última barreira de inversão térmica e a superfície seria fortemente favorável ao transporte convectivo até a superfície.

Na Tabela 2 são apresentados os valores dos gradientes térmicos induzidos até 24 metros de profundidade durante os 3 primeiros meses que seguem o inverno máximo. Observa-se que as barreiras de inversão térmica se tornam menores com o passar dos meses, até que, entre o terceiro e o quarto mês, se desenvolve novamente uma camada na superfície onde reinam fortes gradientes térmicos negativos atuando como barreira para o radônio que migra para a superfície. O quadro em

Tabela 2 — Gradientes térmicos induzidos nos primeiros 25 metros de profundidade durante os três meses que seguem o "inverno máximo", para uma variação cosenoidal da temperatura da superfície com amplitude de 10°C.

Profundidade (m)	INVERNO MÁXIMO		APÓS 1 MÊS		APÓS 2 MESES		APÓS 3 MESES	
	Perturbação (°C)	Gradiente Térmico (°C/km)						
0	-10,0	3584	-8,660	1369	-5,000	-1212	0,000	-3469
1	-6,416	3502	-7,291	2542	-6,212	900	-3,469	-900
2	-2,914	2588	-4,749	2533	-5,312	1800	-4,451	584
3	-0,326	1458	-2,216	1899	-3,512	1831	-3,867	1273
4	1,132	494	-0,317	1089	-1,681	1393	-2,594	1323
5	1,626	-142	0,772	388	-0,288	812	-1,271	1019
6	1,484	-443	1,160	-82	0,524	302	-0,252	606
7	1,041	-497	1,078	-313	0,826	-45	0,354	233
8	0,544	-398	0,765	-356	0,781	-218	0,587	-21
9	0,146	-249	0,409	-291	0,563	-256	0,566	-153
10	-0,103	-56	0,118	-133	0,307	-175	0,413	-170
12	-0,214	59	-0,148	14	-0,042	-35	0,074	-74
14	-0,096	50	-0,120	46	-0,112	30	-0,074	5
16	0,004	13	-0,028	23	-0,053	27	-0,064	24
18	0,030	-7	0,018	0	0,001	7	-0,016	12
20	0,016	-7,5	0,018	-6	0,015	-3	0,008	1
22	0,001	-1,5	0,006	-2	0,009	-4	0,010	-3,5
24	-0,004		-0,002		0,001		0,003	



de maneira que o meio de transporte convectivo mais importante passa ser o gás do solo ao invés da água.

Excluindo-se as outras influências originadas na superfície, tais como as variações de pressão barométrica, nível de lençol freático, umidade de solo e vento, parece haver certas épocas no ano em que as medidas emanométricas superficiais de radônio tem maior probabilidade de detectar fontes radioativas profundas. Uma análise preliminar feita tomando-se como base o clima que prevalece no sul do Brasil, indica ser durante o segundo e o terceiro mês, passado o máximo do inverno,

a melhor época para amostragens no campo. Isso é devido à proximidade da superfície da camada de inversão térmica mais intensa.

## AGRADECIMENTOS

Gostaríamos de agradecer ao Eng.<sup>o</sup> Sérgio Medici de Eston (IPT — S.P.) pela leitura crítica e sugestões construtivas e ao CNPq pelo apoio fornecido durante a realização deste trabalho, através da bolsa de pesquisa n. 30.0914/80.

## BIBLIOGRAFIA

- BLAND, D.R. — 1954 — Mathematical theory of the flow of gas in a porous solid and of the associated temperature distribution. Proc. Royal Soc. Ser. A, 221: 1-28.
- BULASHEVICH, Yu. P., KARTASHOV, N.P., BASHORIN, V.N. — 1970 — Diffusion coefficients of radon and helium in rocks in situ. Traduzido para o inglês em: Phys. Solid. Earth, 1: 45-47.
- BULASHEVICH, Yu.P., KHAIRITDINOV, R.K. — 1959 — On the theory of emanation diffusion in porous media. Traduzido para o inglês em: Acad. Sciences, USSR. Bull. Geophys. Ser., n. 12, 1252-1255, Washington, Am. Geophys. Union, USA.
- CLEMENS, W.E., WILKENING, M.H. — 1974 — Atmospheric pressure effects on radon-222 transport across the Earth-air interface. Journal of Geophysics e Research, 79: 5025-5029.
- COMBARNOUS, M. — 1972 — Description du transfer de chaleur par convection naturelle dans une couche poreuse horizontale à l'aide d'un coefficiente de transfert solid-fluide. Int. J. Heat Mass Transfer, 17: 505-515.
- DONALDSON, I.G. — 1962 — Temperature gradients in the upper layers of the Earth's crust due to convective water flow. J. Geophys. Res., 67: 3449-3460.
- ELDER, J.W. — 1965 — Physical processes in geothermal areas. Em: Terrestrial Heat Flow, Geophys. Mem., n. 8, Am. Geophys. Union, USA. 211-240.
- FLEISCHER, R.L., FISKE, M.D., HART Jr., H.R., LIKES, R.S., MOGRO — CAMPERO, A. — 1978 — Anomalies in concentrations of radon in the Earth. G.E. Research and Development Center, Schenectady, N.Y., USA, publicação n. SRD-79-019.
- GASPARINI, P., MANTOVANI, M.S.M. — 1978 — Radon anomalies and volcanic eruptions. Journal of Volcanology and Geothermal Research, 3: 325-341.
- GHOSH, P.C., SHEIKH, I.A. — 1976 — Diffusion of radon through inactive rock sections. Indian Journal of Pure and Applied Physics, 14(8): 666-669.
- GINGRICH, J.E., FISCHER, J.C. — 1976 — Uranium exploration using the track-etch method. Em: Exploration for Uranium Ore Deposits, pp. 213-227, IAEA report n. STI/PUB/434, Viena, Austria.
- HAMZA, V.M., ESTON, S.M., ARAUJO, R., VITORELLO, I.C., USSAMI, N. — 1978 — Coleção Brasileira de Dados Geotécnicos. Publicação IPT n. 1109, Instituto de Pesquisas Tecnológicas do Estado de São Paulo, SP
- HORTON, C.W., ROGERS, R.T. — 1945 — Convection currents in a porous media. Journal of Applied Physics, 18: 1649-1931.
- KASSOY, D.E., ZEBIB, A. — 1978 — Convection fluid dynamics in a model of a fault zone in the Earth's crust. J. Fluid Mech., 88: 769-792.
- LAPWOOD, E.R. — 1948 — Convection of a fluid in a porous medium. Proc. Cambridge Phil. Soc., 44: 508-521.
- LISTER, C.R.B. — 1972 — On the thermal balance of a mid-atlantic ridge. Geophys. J. Roy. Astron. Soc., 26: 515-535.
- MOGRO-CAMPERO, A., FLEISCHER, R.L. — 1977 — Subterrestrial fluid convection: A hypothesis for long-distance migration of radon within the Earth. Earth and Planetary Science Letters, 34: 321-325.
- NELSON, P.A., e GALLOWAY, T.R. — 1975 — Particle to fluid heat transfer in dense systems of fine particles. Chem. Eng. Sci., 30, 1-6.
- PEREIRA, E.B. — 1980 — Some problems concerning the migration and distribution of helium and radon-222 in the upper sediments of the crust — A theoretical model; and the development of a quadrupole ion-filter for measuring helium at the soil-air interface. Tese de doutoramento, Rice University, Houston, USA.
- RAYLEIGH, O.M. — 1916 — On convection currents in a horizontal layer of fluid when the higher temperature is on the underside. Philosophical Magazine series, 6, vol, 32.
- RIBANDO, R.J., TORRANCE, K.E. — 1976 — Natural convection in a porous medium: Effects of confinement, variable permeability, and thermal boundary conditions. J. Heat Transfer, 98: 42-48.
- ROGERS, A.S. — 1958 — Physical behavior and geological control of radon in mountain streams — U.S. Geological Survey, Bull., 195E: 187-211.
- SCHROEDER, G.L., KRANER, H.W., EVANS, R.D. — 1965 — Diffusion of radon in several naturally occurring soil types. J. Geophys. Res., 70: 471-473.
- SOONWALA, N.M., TELFORD, W.M. — 1980 — Movement of radon in overburden. Geophysics, 45: 1297-1315.
- STRAUSS, J.M., SCHUBERT, G. — 1977 — Thermal convection of water in a porous medium: Effects of temperature — and pressure — dependent thermodynamic and transport properties. Journal of Geophysical Research, 82: 325-333.
- TANNER, A.B. — 1964 — Radon migration in the ground: a Review. Em: Natural Radiation Environment I, pp. 161-190, J.A.S. Adams & W.M. Lowder (eds.), University of Chicago Press.
- TANNER, A.B. — 1978 — Radon migration in the ground: A supplementary review. Em: Natural Radiation Environment III, vol. 1, pp. 5-66, T.F. Gesell & W.N. Lowder (eds.), U.S. Department of Energy, NTIS CONF — 780422, USA (1980).
- TURCOTTE, D.L., RIBANDO, R.S., TORRANCE, K.E. — 1977 — Numerical calculation of two-temperature convection in a permeable layer with application to the Steamboat Spring thermal system, Nevada. Em: The Earth's Crust, Geophysical Monograph n. 20, pp. 722-736, J.G. Heacock (ed.), Am. Geophys. Union, Washington, D.C., USA.
- WILKENING, M. — 1978 — Radon transport processo below the Earth's surface. Em: Natural Radiation Environment III, citado acima, pp. 90-104.