



Parâmetros Físicos em Perfilagem Nuclear de Poços - Raios Gama

JADIR DA CONCEIÇÃO DA SILVA

DEPARTAMENTO DE GEOLOGIA / UFRJ, Brasil

Resumo

Neste trabalho os parâmetros físicos das formações, tais como o coeficiente de difusão e as seções de choque total e de espalhamento, são determinados através da distribuição de Klein-Nishina e de regressão linear múltipla de dados experimentais. A adequação destes parâmetros à modelagem numérica de sistemas de multigrupos de energia são pressupostos básicos para a compreensão das medidas das diversas sondas de poço que utilizam como fontes, raios gama artificiais e/ou naturais. Como resultado, é demonstrado que mesmo parâmetros de difícil obtenção, como são os casos do coeficiente de difusão e da seção de choque para espalhamento entre grupos, podem ser determinados de forma simples e eficiente, facilitando soluções numéricas da modelagem direta de perfis nucleares de poços.

INTRODUÇÃO

Uma das etapas mais importantes da modelagem numérica de perfis nucleares de poço é a determinação dos parâmetros físicos das formações modeladas. A principal dificuldade desta tarefa deve-se aos conhecimentos ainda restritos de grande parte dos geofísicos acerca da física nuclear aplicada aos perfis de poço, os níveis de energia envolvidos e a seleção dos eventos verdadeiramente importantes nesta área. Este trabalho tratará de uma abordagem capaz de dirimir algumas das dúvidas existentes quanto aos aspectos exclusivamente nucleares dos perfis de poço. Quando da redução da equação de transporte de Boltzmann (BTE) através da expansão do fluxo angular, da fonte e das seções de choque de espalhamento (Silva, 1999), através dos polinômios ortogonais de Legendre, todos os parâmetros importantes para modelagem foram obtidos de forma explícita. Estas formas serão agora expostas em termos computacionais, permitindo obtê-los de forma simples e eficiente.

COEFICIENTE DE DIFUSÃO

Na obtenção da aproximação de difusão da equação de transporte de Boltzmann (BTE), o coeficiente de difusão foi determinado como sendo (Silva, 1999):

$$D(r) = \frac{1}{3[\Sigma_T(r) - N_S(r)\sigma_1]} \quad (1)$$

onde σ_1 é o segundo termo ($i = 1$) da expansão da seção de choque microscópica de espalhamento pelos polinômios de Legendre.

Assim, este parâmetro é determinado simplesmente inserindo na equação (1) o valor de σ_1 . Adotando as relações $P_1(\mu_0) = \mu_0$ e $\mu_0 = \cos\alpha$, este parâmetro será:

$$\sigma_1 = \int_0^\pi \sigma_s(\cos\alpha) \cos\alpha \sin\alpha d\alpha, \quad (2)$$

cuja solução requer apenas o conhecimento prévio da seção de choque microscópica de espalhamento, $\sigma_s(\cos\alpha)$, o que pode ser obtido através da distribuição de Klein-Nishina (Davisson & Evans, 1952), e dessa forma facilmente programável.

SEÇÃO DE CHOQUE DE ESPALHAMENTO

O cálculo de $b_{gg'}(r)$ é feito integrando sob a curva de $\sigma_s^{(g')}(\theta)$, entre os limites angulares $[\theta_{g'}^{(1)}, \theta_{g'}^{(2)}]$ (Figura 1a).

O esquema da Figura 1b será tomado como base para o entendimento das diversas possibilidades de espalhamento. Inicialmente, é analisado o caso em que o espalhamento se dá a um pequeno ângulo após o qual o fóton permanece

no seu grupo de origem, isto é, $g' = g$. Neste caso, $\theta_{g'}^{(1)} = 0$. Já no caso mais geral onde $g' \neq g$, a fronteira superior do grupo g pode ser identificada calculando

$$\cos\theta_{g'}^{(1)} = 1 + \frac{mc^2}{E_{g'}} - \frac{mc^2}{E_g^{(1)}}, \quad (3)$$

onde $mc^2 = 510,8$ keV é a energia de repouso do elétron.

Se $|\cos\theta_{g'}^{(1)}| > 1$, a probabilidade de espalhamento entre a energia do grupo anterior $E_{g'}$ e a energia $E_g^{(1)}$ relativa à fronteira superior do grupo g é zero, e assim, $b_{gg'}(r) = 0$. Quando $|\cos\theta_{g'}^{(1)}| < 1$, deve-se pesquisar se o espalhamento se estende até o limite inferior do grupo g ou então identificar o ponto $E_{g'}^{(2)}$ onde $|\cos\theta_{g'}^{(2)}| \leq 1$. Analogamente,

$$\cos\theta_{g'}^{(2)} = 1 + \frac{mc^2}{E_{g'}} - \frac{mc^2}{E_g^{(2)}}. \quad (4)$$

Uma incoerência ocorre quando $E_g^{(2)} > E_{g'}$. Neste caso faz-se $\theta_{g'}^{(2)} = \pi$, valor este que se repetirá sempre que g' for o último grupo, ou seja, aquele de menor energia, independentemente de ser $|\cos\theta_{g'}^{(2)}| > 1$ ou não. Enfim, de posse destes limites angulares, a seção de choque diferencial será dada por

$$b_{gg'}(r) = N_s(r) \int_{\theta_{g'}^{(1)}}^{\theta_{g'}^{(2)}} 2\pi \sin\theta \sigma_s^{(g')}(\theta) d\theta, \quad (5)$$

onde $\sigma_s^{(g')}(\theta)$ é a seção de choque microscópica de espalhamento, correspondente, obviamente, à energia do grupo g' .

SEÇÃO DE CHOQUE TOTAL

Para facilitar introduzimos neste ponto uma seção de choque total preliminar $\tilde{\Sigma}_{T,g}(r) = \Sigma_{a,g}(r) + \sum_k b_{kg}(r)$, sendo

$$b_{gg'}(r) = N_s(r) \int_{\Omega} \sigma_s(\Omega \cdot \Omega', E_g, E_{g'}) d\Omega', \quad (6)$$

onde $b_{gg'}(r)$ é uma medida do número mais provável de fótons de energia $E_{g'}$ passando para a energia E_g , por unidade de massa, tempo e volume no ponto r , e representa os elementos da matriz de transição entre grupos (Silva, 1999). Para que o sistema de equações de multigrupos não se decomponha em dois grupos, um dos quais não atua no outro, devemos supor $b_{gg'}(r)$ irreduzível, responsável pelo acoplamento entre os vários grupos de energia do modelo físico adotado (Nowosad, 1978).

A seção de choque total é composta por uma parcela que corresponde ao espalhamento Compton e outra devido a absorção de parte da energia do fóton nos processos de recuo do elétron Compton, absorção fotoelétrica e formação de pares.

O termo $\Sigma_{a,g}(r) = N(r)[\tau + \kappa \sigma_s]$ é a seção de choque macroscópica parcial para absorção de fótons, onde σ_s , τ e κ são as seções de choque microscópicas devidos aos processos de absorção citados acima, e $N(r)$ é a densidade eletrônica da formação. A seção de choque σ_s é calculada através da distribuição de Klein-Nishina, enquanto τ e κ são determinados por regressão linear múltipla dos dados de Davisson & Evans (1952), cujas equações são (Silva, 1993):

$$\tau = [a + (20 - Z_{\text{eff}})] \frac{Z_{\text{eff}}^{3.6}}{E_g^{3.14}} \quad \text{e} \quad \kappa = b \cdot Z_{\text{eff}} \cdot E_g^4. \quad (7)$$

Nestas expressões, válidas somente para $1 \leq Z_{\text{eff}} \leq 20$, E_g é a energia dos fótons em keV, Z_{eff} é o número atômico efetivo da formação, definida de acordo com Willie (1984), e a e b são parâmetros ajustáveis em função da energia do fóton e do número atômico efetivo da formação. A Figura 2 mostra que existe uma boa concordância entre os dados experimentais e os resultados de τ e κ interpolados com as equações (7), para $Z_{\text{eff}} = 12$, $a = 12,1$ e $b = 1,06 \times 10^{-17}$. A Figura 2 mostra ainda a seção de choque microscópica total Compton de absorção e

espalhamento intrínseco, $\sigma_C = \sigma_s + \sigma_s$, da distribuição de Klein-Nishina comparadas com os dados de Davisson & Evans (1952).

A Tabela 1 mostra alguns dos valores numéricos para as seções de choque. Verifica-se que as seções de choque oriundas da regressão linear múltipla (RL) e da equação de Klein-Nishina (KL) não diferem mais que 3,9% dos valores (DE) determinados experimentalmente por Davisson & Evans (1952), o que confere a elas confiabilidade aceitável. Evidentemente, à medida que a energia aumenta, os valores interpolados de τ tendem a oscilar em torno dos resultados experimentais, pois os efeitos de absorção fotoelétrica para altas energias tornam-se desprezíveis em relação às outras formas de absorção da energia do fóton, e têm comportamento de difícil descrição. Por fim, a seção de choque total, integrada em um determinado grupo g é

$$\Sigma_{T,g}(r) = \frac{\int_{E_g^{(2)}}^{E_g^{(1)}} [\tilde{\Sigma}_{T,g}(r) / E] dE}{\ln(E_g^{(1)} / E_g^{(2)})} \quad (9)$$

CONCLUSÕES

Os parâmetros físicos das formações denominados coeficiente de difusão e seções de choque total e de espalhamento foram determinados de forma eficiente através da distribuição de Klein-Nishina e de regressão linear múltipla de dados experimentais. Como contribuição às técnicas de perfilagem de poços, a abordagem utilizada neste trabalho demonstrou que se pode calcular de forma simples e eficiente parâmetros até então considerados de difícil obtenção, tais como o coeficiente de difusão e os elementos da matriz de transição entre os grupos de energia, representados aqui pelas seções de choque de espalhamento.

REFERÊNCIAS

Davisson, C. M. & Evans, R. D.-1952- *Gamma-ray absorption coefficients. Review of Modern Physics*, 24: 79-107.

Nowosad, P., 1978, *Elementos a teoria dos reatores nucleares*, in: Nowosad, P., *Operadores positivos e otimização - aplicação à engenharia nuclear*. CBPF, 29-62.

Silva, J. C., 1993, *Simulação de perfis nucleares de poço em formações complexas*, Tese de Doutorado, Depto. Geofísica / UFPa, 150pp.

Silva, J. C., 1999, *Redução e aplicação da BTE a perfis nucleares de poço*, Resumo expandido do 6^o CISBGf.

Willie, A. W.-1984- *Nuclear assaying of mining borehole: an introduction*. Amsterdam, Elsevier, 344pp.

AGRADECIMENTOS

O autor agradece às facilidades computacionais do NCE - Núcleo de Computação Eletrônica da UFRJ e do Setor de Geologia de Engenharia e Ambiental do Departamento de Geologia da UFRJ, que tornaram este trabalho possível.

Tabela 1 - Valores das seções de choque calculadas por regressão linear (RL), distribuição de Klein-Nishina (KN) e dados experimentais de Davisson & Evans (1952), em função da energia E.

ENERGIA (KeV)	τ (DE) (barns)	σ (DE) (barns)	κ (DE) (barns)	τ (RL) (barns)	σ (KN) (barns)	κ (RL) (barns)
102,2	0,057	0,490	—	0,0572	0,4716	—
340,1	0,00127	0,335	—	0,00122	0,3327	—
681,1	0,000184	0,253	—	0,000177	0,2485	—
1022,0	$< 10^{-4}$	0,209	—	$< 10^{-4}$	0,2057	—
2043,0	$< 10^{-5}$	0,145	0,002225	$< 10^{-5}$	0,1411	0,00227
4086,0	$< 10^{-6}$	0,095	0,01008	$< 10^{-6}$	0,0949	0,00993

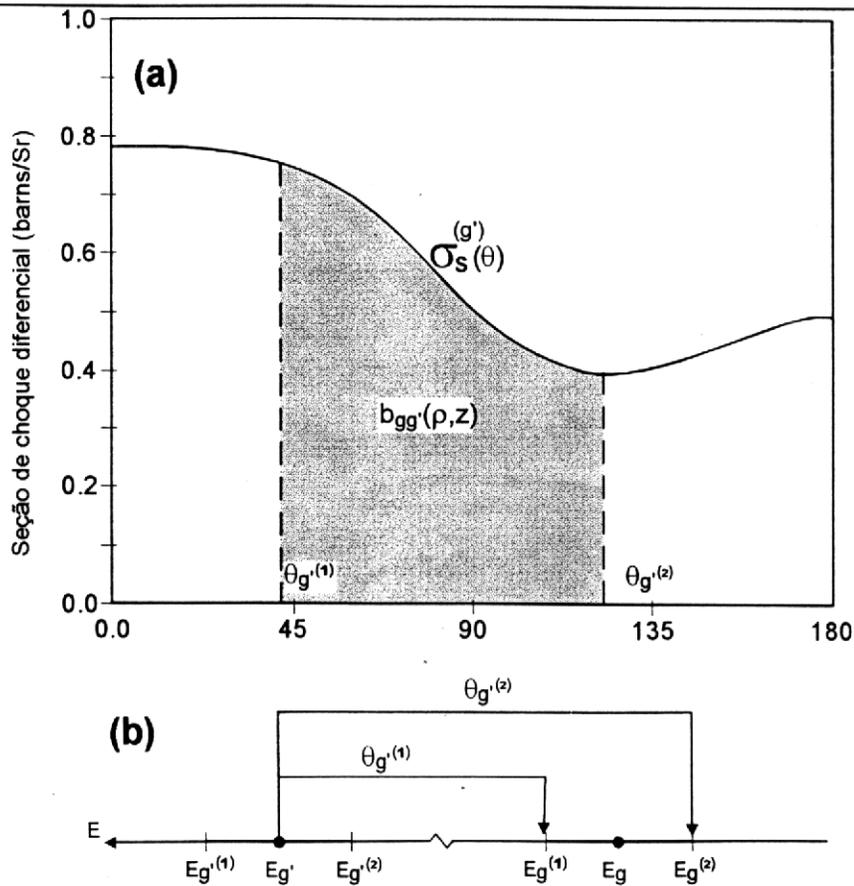


Figura 1 - (a) Seção de choque diferencial e os limites angulares de integração adotados no cálculo dos elementos da matriz de transição, (b) Esquema geral para determinação dos limites angulares acima.

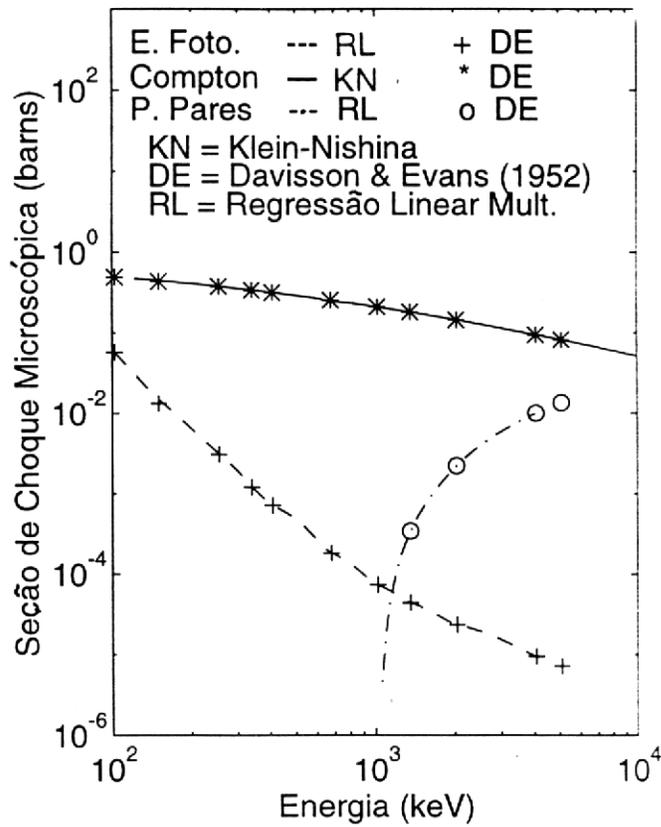


Figura 2 - Seções de choque de absorção fotoelétrica, espalhamento Compton e produção de pares.