

Laboratório de Sistemas de Detecção

Seminários do LSD



Rio de Janeiro, Brasil
11 de Outubro de 2016

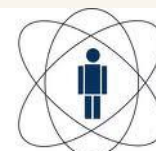
Detectores a Gás

Parte 1: Princípio de Funcionamento

Paulo Marinho, DSc.

Coordenação de Instalações Nucleares - CNEN

Coordenação de Matéria Condensada e Física Aplicada - CBPF



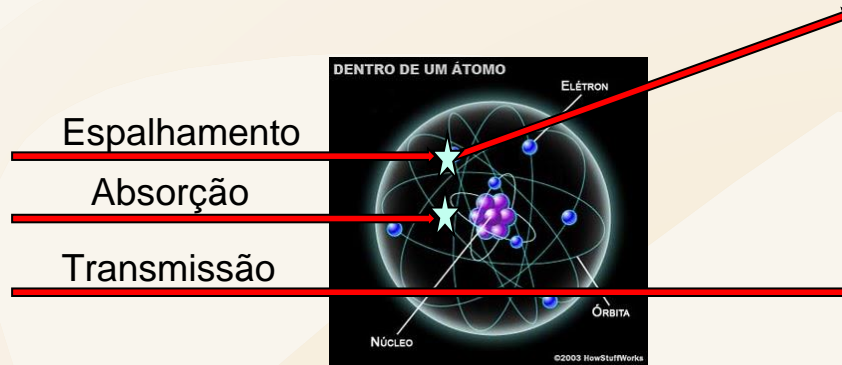
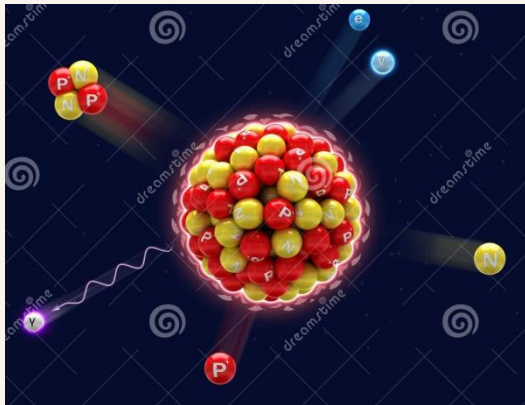
CBPF

Centro Brasileiro de
Pesquisas Físicas

Tópicos

- Interação da Radiação com a Matéria
 - Partículas Carregadas
 - Perda de Energia
 - Radiação Eletromagnética (Fótons)
 - Efeito Fotoelétrico
 - Efeito Compton
 - Criação de Pares
- Difusão e Arrasto de Elétrons em Gases
- Princípio de Funcionamento de Detectores a Gás
 - Multiplicação Gasosa
 - Processos Secundários
 - Misturas Gasosas

Interações com a Matéria



★
Perda de Energia
(Deposição de energia)

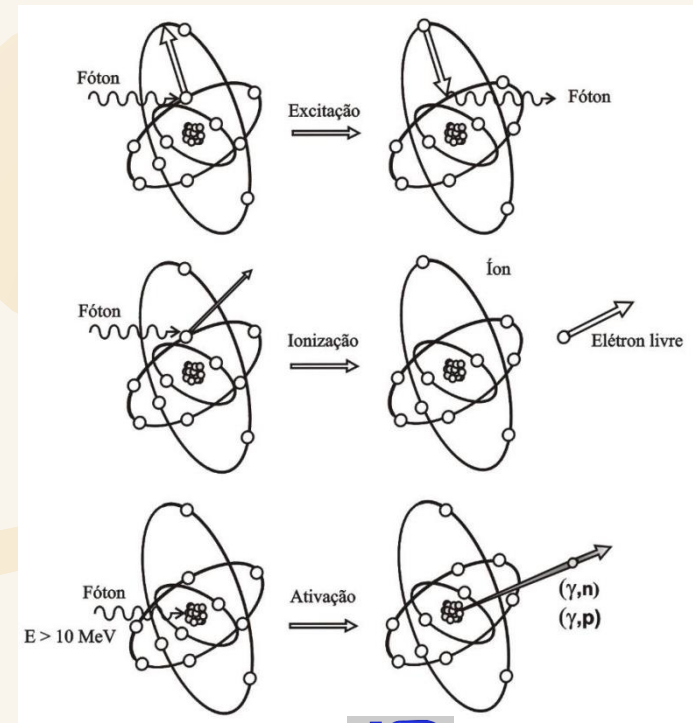
Matéria

Radiação

Partículas carregadas (e^- , α , p , etc)
Eletromagnética (raios X e γ)
Nêutrons

A radiação ao interagir com a matéria podem provocar:

- **Excitação Atômica ou Molecular**
 - Os elétrons são deslocados de seus orbitais de equilíbrio e, ao retornarem, emitem a energia excedente sob a forma de luz ou raios X característicos.
- **Ionização**
 - Os elétrons são removidos dos orbitais pelas radiações, resultando elétrons livres de alta energia, íons positivos ou radicais livres quando ocorrem quebra de ligações químicas.
- **Ativação do Núcleo**
 - radiações com energia superior à energia de ligação dos nucleons com um material, pode provocar reações nucleares, resultando num núcleo residual e emissão de radiação. Interações com nêutrons térmicos também podem deixar o núcleo excitado.



Interações com a Matéria

- Partículas Carregadas

- Perda de Energia

No trabalho de Allison e Cobb tem uma dedução da energia por ionização e da intensidade da radiação emitida, considerando a interação eletromagnética de uma partícula carregada de massa M e velocidade $v = \beta c$ num meio material de índice de refração n e com constante dielétrica complexa $\epsilon = \epsilon_1 + i\epsilon_2$. Em um meio isotrópico e não-magnético a constante dielétrica pode ser expressa em termos de um índice de refração complexo $n = n_1 + in_2$ com $\epsilon = n^2$. Neste modelo, a seção de choque diferencial por elétron e por perda de energia dE da partícula carregada é dada por

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{dE} = & \frac{\alpha}{\beta^2 \pi} \frac{\sigma_\gamma(E)}{EZ} \ln \frac{1}{\left[(1 - \beta^2 \epsilon_1)^2 + \beta^4 \epsilon_2^2 \right]^{1/2}} + \\ & + \frac{\alpha}{\beta^2 \pi} \frac{\sigma_\gamma(E)}{EZ} \ln \left(\frac{2mc^2 \beta^2}{E} \right) + \\ & + \frac{\alpha}{\beta^2 \pi} \frac{1}{E^2} \int_0^E \frac{\sigma_\gamma(E')}{Z} dE' + \frac{\alpha}{\beta^2 \pi} \frac{1}{ZN\hbar c} \left(\beta^2 - \frac{\epsilon_1}{|\epsilon^2|} \right) \theta \end{aligned}$$

onde $\alpha = e^2/4\pi\epsilon_0\hbar c = 1/137$ é a constante de estrutura fina; ϵ_0 é a constante dielétrica complexa; θ é a fase da expressão complexa $1 - \epsilon_1\beta^2 + i\epsilon_2\beta^2$; σ_γ é a seção de choque para a absorção de um fóton de energia E pelos átomos do meio material; N_0 é o número de Avogadro e $N = N_0\rho/A$ é a densidade atômica

Interações com a Matéria

- Partículas Carregadas

- Perda de Energia

Perda de energia média por unidade de percurso de uma partícula

$$\text{carregada } \frac{dE}{dx}$$

$$\frac{d\sigma}{dE} = \frac{\alpha}{\beta^2 \pi} \frac{\sigma_\gamma(E)}{EZ} \ln \frac{1}{\left[(1 - \beta^2 \epsilon_1)^2 + \beta^4 \epsilon_2^2 \right]^{1/2}} +$$

$$+ \frac{\alpha}{\beta^2 \pi} \frac{\sigma_\gamma(E)}{EZ} \ln \left(\frac{2mc^2 \beta^2}{E} \right) +$$

$$+ \frac{\alpha}{\beta^2 \pi} \frac{1}{E^2} \int_0^E \frac{\sigma_\gamma(E')}{Z} dE' + \frac{\alpha}{\beta^2 \pi} \frac{1}{ZN\hbar c} \left(\beta^2 - \frac{\epsilon_1}{|\epsilon^2|} \right) \theta$$

Probabilidade de produzir um raio- δ

$\sigma_\gamma = 0, v > c$
Produção de Radiação Čerenkov

Interações com a Matéria

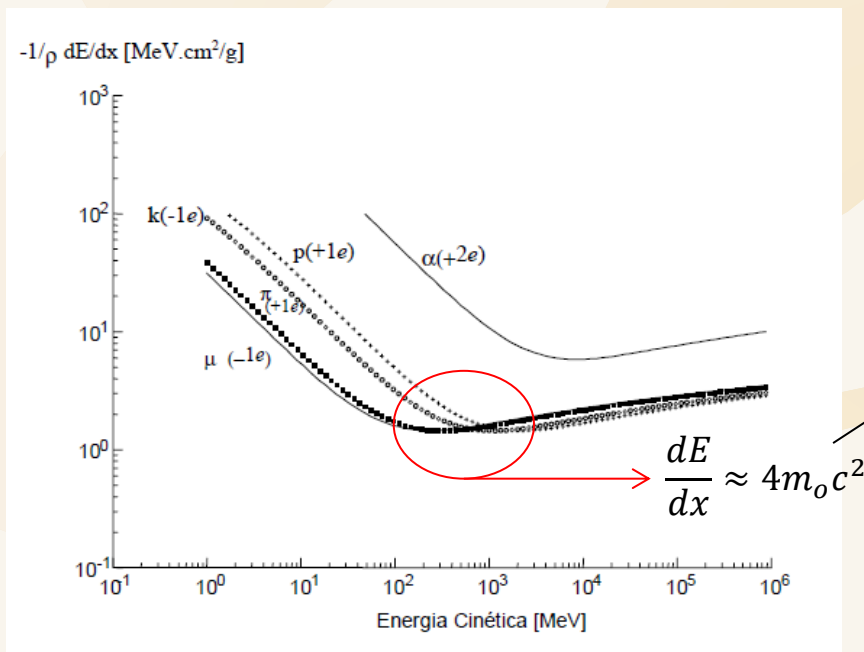
- Partículas Carregadas
 - Fórmula de Bethe-Bloch

Integrando a energia transferida E de um valor correspondente ao potencial médio de ionização de um átomo até a energia máxima transferida por colisão ($2mc^2\beta^2\gamma^2$) e considerando $E_{ip} \gg m_e c$

$$-\frac{dE}{dx} = \left(\frac{4\pi r_e m_e c^2 N_0 Z z^2}{A\beta^2} \right) \left\{ \ln \left[\frac{2m_e c^2 \beta^2}{(1 - \beta^2) I} \right] - \beta^2 \right\}$$

Z e A são o número atômico e o número de massa dos átomos do meio material;
 ze e $v = \beta c$ são a carga e a velocidade da partícula ionizante;
 r_e é o raio clássico do elétron;
 I é o potencial efetivo de ionização, $I = 16Z^{0,9}$ (modelo de Thomas-Fermi)

Perda de energia expressa pela fórmula de Bethe-Bloch para diferentes partículas incidentes no meio composto por Argônio em CNTP



Partículas com energia superiores são chamadas de **mínimo-ionizantes**

Interações com a Matéria

- Partículas Carregadas

- Criação de Pares $e - ion^+$

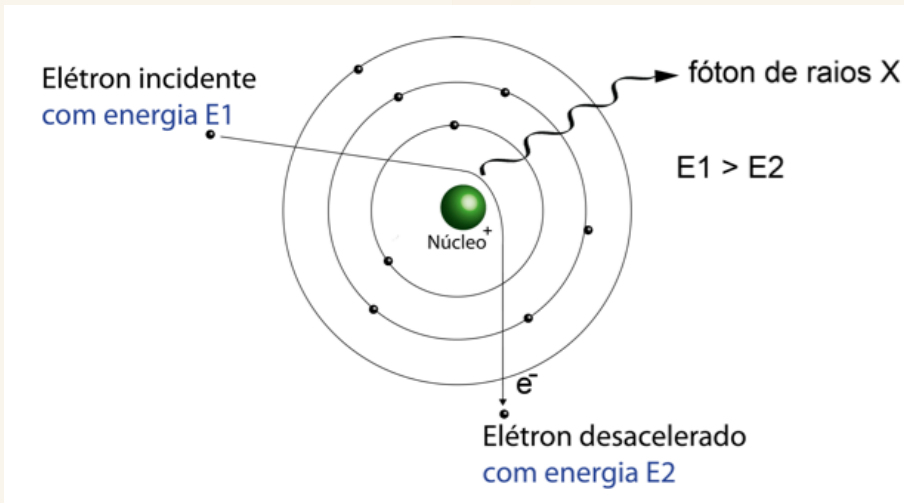
- Nos processos de perda de energia os átomos do meio são excitados e ionizados e a distribuição de energia dos elétrons ejetados é proporcional a $1/E^2$
 - Elétrons com energias acima de 100eV são suscetíveis de ionizar os átomos em colisões secundárias
 - O número total de íons liberados n_T é proporcional à perda de energia ΔE e inversamente proporcional à energia efetiva para criação um par $e - ion^+$ W_i : $n_T = \frac{\Delta E}{W_i}$

Gás	Z	ρ (g/cm ³)	W (eV/p.i.)	dE/dx_{mip} (keV/cm)	n_P (p.i./cm)	n_T (p.i./cm)
H ₂	2	8,38x10 ⁻⁵	37	0,34	5,2	9,2
He	2	1,66x10 ⁻⁴	41	0,32	5,9	7,8
N ₂	14	1,17x10 ⁻³	35	1,96	10	56
O ₂	16	1,33x10 ⁻³	31	2,26	22	73
Ne	10	8,39x10 ⁻⁴	36	1,41	12	39
Ar	18	1,66x10 ⁻³	26	2,44	29,4	94
Kr	36	3,49x10 ⁻³	24	4,60	22	192
Xe	54	5,49x10 ⁻³	22	6,76	44	307
CO ₂	22	1,86x10 ⁻³	33	3,01	34	91
CH ₄	10	6,70x10 ⁻⁴	28	1,48	16	53
C ₄ H ₁₀	34	2,42x10 ⁻³	23	4,50	46	195

Z e ρ são o número atômico e a densidade
 W é a energia média de ionização,
 dE/dx_{mip} é a perda de energia média de uma partícula mínimo ionizante
 n_P pares elétron-íons primários total criados
(pi = pares de íons)

Interações com a Matéria

- Partículas Carregadas
 - Bremsstrahlung de elétrons



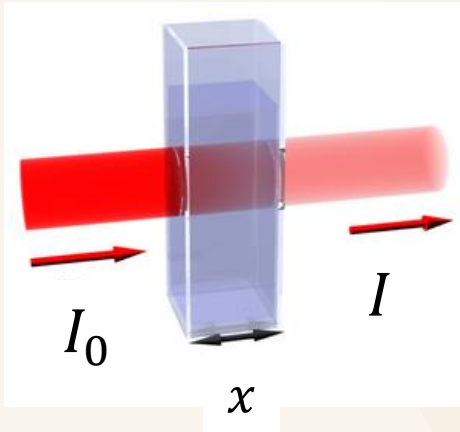
Elétrons de alta energia, devido ao baixo valor da massa eletrônica, podem também perder energia pela emissão de fótons enquanto são freados pelo campo Coulombiano do núcleo.

No limite ultrarelativístico, a perda de energia média de um elétron por Bremsstrahlung num meio de espessura dx é:

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{Brem} = 4\alpha N_0 \frac{Z^2}{A} r_e^2 E \ln \frac{183}{Z^{1/3}}$$

Interações com a Matéria

- Fótons



Intensidade emergente

$$I = I_0 e^{-\mu x}$$

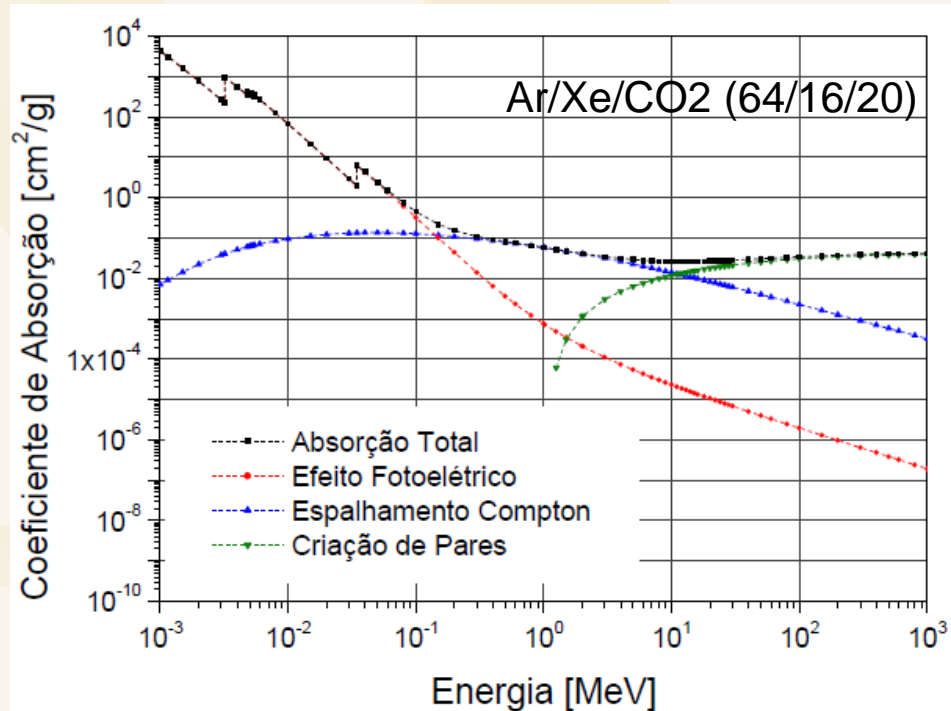
Coefficiente de Absorção

$$\mu = \frac{N_0}{A} \sigma = \frac{N_0}{A} (\sigma_{ef} + \sigma_{ec} + \sigma_{cp}) = \frac{N_0}{A} \sum \sigma_i$$

$$I = \prod_i e^{-\frac{N_0}{A} \sigma_i x}$$

σ_{ef} , σ_{ec} e σ_{cp} são as seções de choque para absorção do fóton por Efeito Fotoelétrico, Efeito Compton e Criação de Pares, respectivamente.

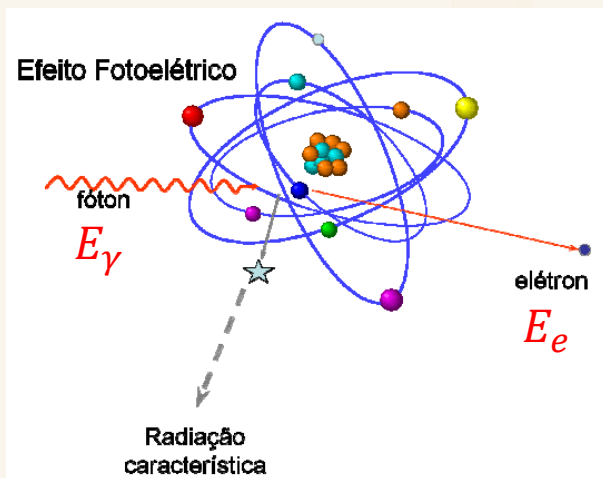
O efeito fotoelétrico é o mecanismo dominante para fótons de energia entre 1 e 100keV (Faixa de operação dos detectores a gás)



Interações com a Matéria

- Fótons

- Efeito Fotoelétrico ($\gamma + \text{átomo} \rightarrow e^- + \text{íon}^+$)



Pelas leis de conservação da energia e do momento se deduz que o efeito fotoelétrico somente pode ocorrer com elétrons fortemente ligados ao núcleo (Camadas K (80%), L, e M). A energia do fotoelétron gerado é:

$$E_e = E_\gamma - E_I = h\nu - E_I$$

A seção de choque em função da energia reduzida do fóton ε em um intervalo de energia entre a camada K e $\varepsilon = 1$:

$$\sigma_{ef} \approx \frac{32\sqrt{2}}{3} \pi Z^5 \alpha^4 \frac{1}{\varepsilon^{7/2}} r_e^2 \quad \text{para } \varepsilon_K < \varepsilon < 1$$

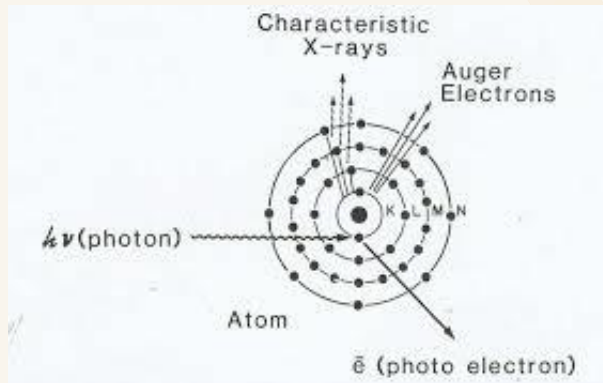
$$\sigma_{ef} \approx 4\pi r_e^2 Z^5 \alpha^4 \frac{1}{\varepsilon} \quad \text{para } \varepsilon > 1$$

Interações com a Matéria

- Fótons

- Efeito Fotoelétrico ($\gamma + \text{átomo} \rightarrow e^- + \text{íon}^+$)

- Raio-X característico e Elétron Auger

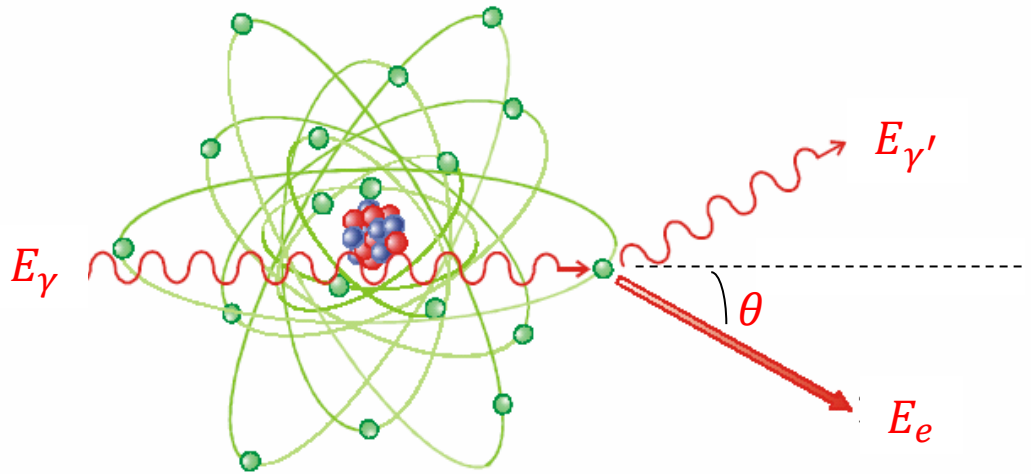


- Após a emissão do fotoelétron o átomo apresentará uma vacância;
 - Um elétron de uma camada vizinha preenche essa vacância emitindo um fóton de energia característica;
 - Este raio-X característico poderá transmitir energia a outro elétron de uma camada mais externa;
 - Este elétron é então ejetado e denominado **Elétron Auger**

Interações com a Matéria

- Fótons

- Efeito Compton ($\gamma + e^- \rightarrow \gamma + e^-$)



Para $E_\gamma \gg E_I$ pode considerar como uma colisão elástica entre o fóton e um elétron 'livre' (camada mais externa). A energia do fóton espalhado:

$$E_{\gamma'} = \frac{E_\gamma}{1 + (E_\gamma/m_e c^2)(1 - \cos \theta)}$$

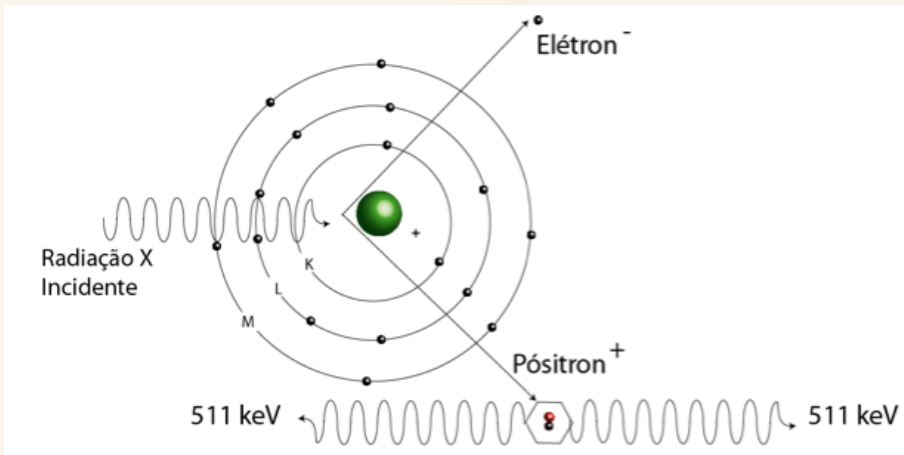
A seção de choque para o espalhamento Compton σ_{ec} por elétron é dada pela fórmula de Klein-Nishina:

$$\sigma_{ec} = 2\pi r_e^2 \left\{ \left(\frac{1 + \varepsilon}{\varepsilon^2} \right) \left[\frac{2(1 + \varepsilon)}{1 + 2\varepsilon} - \frac{1}{\varepsilon} \ln(1 + 2\varepsilon) \right] + \frac{1}{2\varepsilon} \ln(1 + 2\varepsilon) - \frac{1 + 3\varepsilon}{(1 + 2\varepsilon)^2} \right\}$$

Interações com a Matéria

- Fótons

- Criação de Pares ($\gamma + \text{nucleo} \rightarrow e^- + e^+ + \text{nucleo}$)



Quando a energia do fóton incidente é superior a 1,022MeV (duas vezes a massa de repouso do elétron), ele pode interagir com o núcleo do átomo e criar um par $e^- - e^+$ e sua energia é repartida entre as duas partículas criadas.

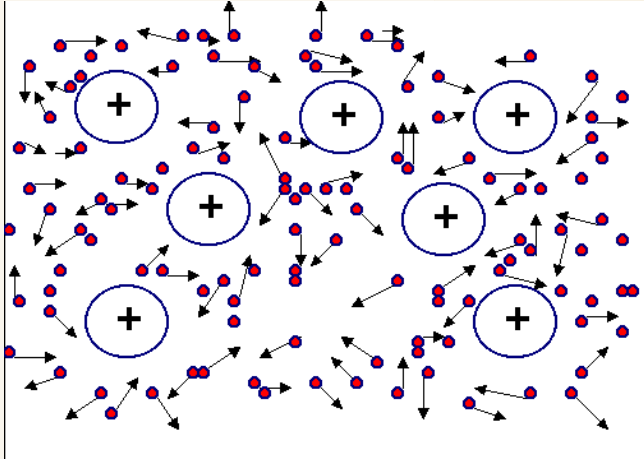
A seção de choque de interação para criação de pares:

$$\sigma_{cp} = 4r_e\alpha Z^2 \left[\frac{7}{9} \ln(2\varepsilon) - \frac{109}{54} \right] \quad \text{para } 2 \ll \varepsilon < \frac{137}{Z^{1/3}}$$

$$\sigma_{cp} = 4r_e\alpha Z^2 \left[\frac{7}{9} \ln\left(\frac{183}{Z^{1/3}}\right) - \frac{1}{54} \right] \quad \text{para } \varepsilon \gg \frac{137}{Z^{1/3}}$$

Difusão e Arrasto de Elétrons em Gases

- Na ausência de Campo Elétrico ($E = 0$)



Na ausência de campo elétrico externo, os elétrons e íons gerados pela ionização primária, possuem um movimento aleatório, cuja a energia média é:

$$\bar{E} = \frac{3}{2} kT$$

k é a constante de Boltzmann e T (K)

A distribuição de energia dos portadores de carga (Maxwell-Boltzmann):

$$F(\varepsilon) = C\sqrt{\varepsilon} e^{-\frac{\varepsilon}{kT}}$$

A difusão será uma distribuição gaussiana:

$$\frac{dN}{N} = \frac{1}{\sqrt{4\pi Dt}} e^{-(x^2/4Dt)} dx$$

D é o coeficiente de difusão

A desvio padrão em uma dimensão: $\sigma_x = \sqrt{2D \frac{x}{v_d}}$

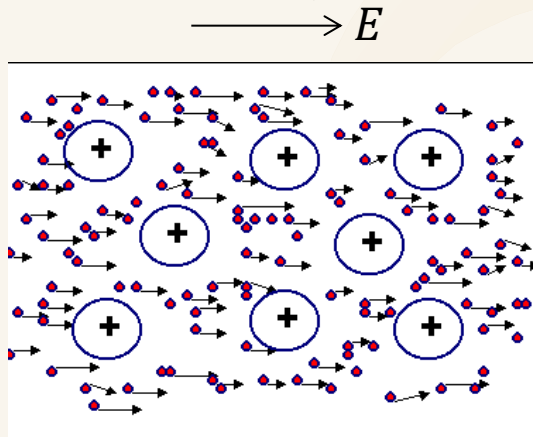
Considerando a difusão em um elemento de volume:

$$\sigma_V = \sqrt{6D \frac{x}{v_d}} = \sqrt{3}\sigma_x$$

v_d é a velocidade de arrasto

Difusão e Arrasto de Elétrons em Gases

- Na presença de Campo Elétrico E



Na presença de campo elétrico externo, os elétrons arrastados podem ser descritos por seu movimento aleatório e por seu movimento coletivo. A densidade de corrente total:

$$\vec{J} = \rho(\vec{x}, t) \vec{v}_d - D \vec{\nabla} \rho(\vec{x}, t)$$

$\rho(\vec{x}, t)$ é a densidade de carga v_d é a velocidade de arrasto

D é o coeficiente de difusão

Utilizando a equação da continuidade:

$$\frac{\partial \rho(\vec{x}, t)}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot \vec{J}(\vec{x}, t) = 0 \quad \longrightarrow \quad \frac{\partial \rho(\vec{x}, t)}{\partial t} = -\vec{v}_d \cdot \vec{\nabla} \rho(\vec{x}, t) + D \nabla^2 \rho(\vec{x}, t)$$

Solução:

$$\rho(\vec{x}, t) = \frac{1}{(\sqrt{2\pi})^3 \sqrt{2Dt}} \int_0^\infty \rho(\vec{x}_0) \exp \left[-\frac{(\vec{x} - \vec{v}_d t - \vec{x}_0)^2}{4Dt} \right] d\vec{x}_0$$

Difusão e Arrasto de Elétrons em Gases

- Na presença de Campo Elétrico E

➤ A desvio padrão: $\sigma = \sqrt{2Dt}$ Largura da nuvem eletrônica evoluindo no tempo

➤ A velocidade de arrasto sob a influência de E : $v_d = \frac{8}{3\pi} \frac{e E}{m_e \bar{v}} \lambda$

$\bar{v} = \sqrt{8/3\pi} \cdot \sqrt{2\varepsilon/m_e}$ é a velocidade média (distribuição de Maxwell das velocidade)

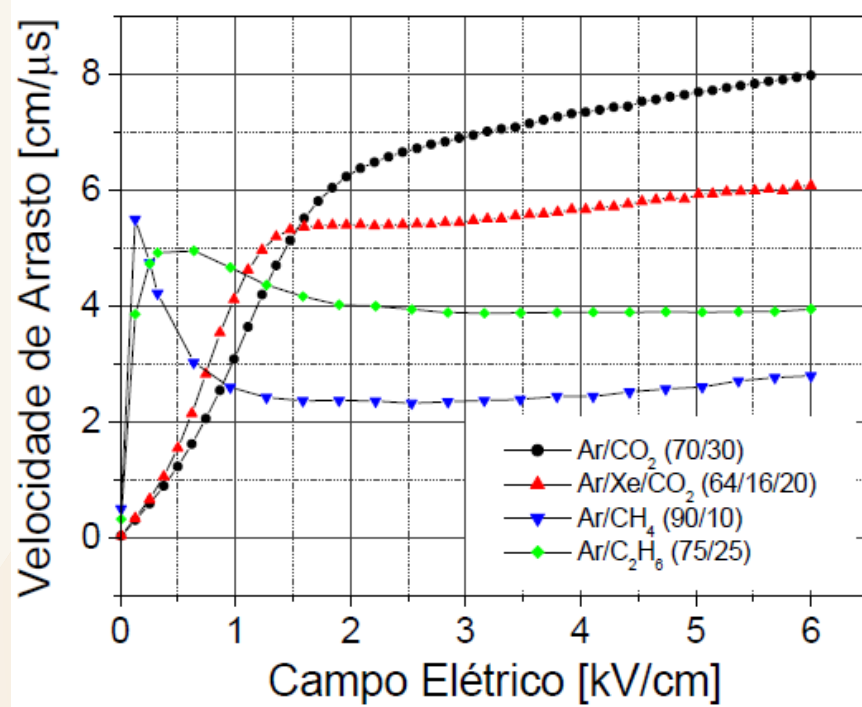
λ livre caminho médio para colisão dos elétrons com as moléculas do gás

μ coeficiente de mobilidade

O livre caminho médio λ (e consequentemente a seção de choque de espalhamento dos elétrons pelos átomos) como função da energia média do elétron ε , e a energia ε como função do campo E determinam os parâmetros de movimento v_d e D

Difusão e Arrasto de Elétrons em Gases

- Na presença de Campo Elétrico E
- Velocidade de arrasto sob a influência de E (simulação *Magboltz*):

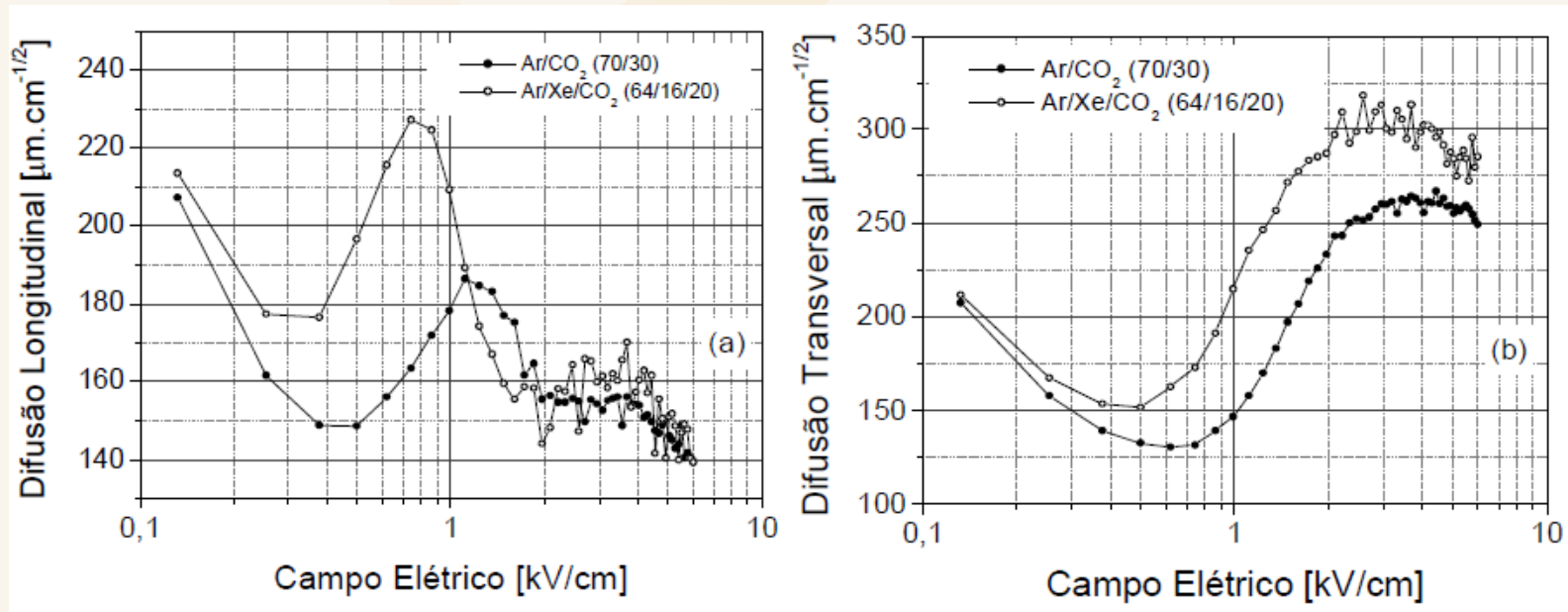


Difusão e Arrasto de Elétrons em Gases

- Na presença de Campo Elétrico E
- Difusão dos elétrons sob a influência de E (simulação *Magboltz*):

Largura da nuvem eletrônica evoluindo no tempo: $\sigma = \sqrt{\frac{2kT_e}{eE} l}$ onde: $(e \frac{D}{\mu} = kT_e)$

$\sigma_{T,L}(E, l) = \sigma_{T,L}(E) \sqrt{l}$ l é o deslocamento de arrasto na direção de E
 σ_T, σ_L largura das distribuições transversal e longitudinal

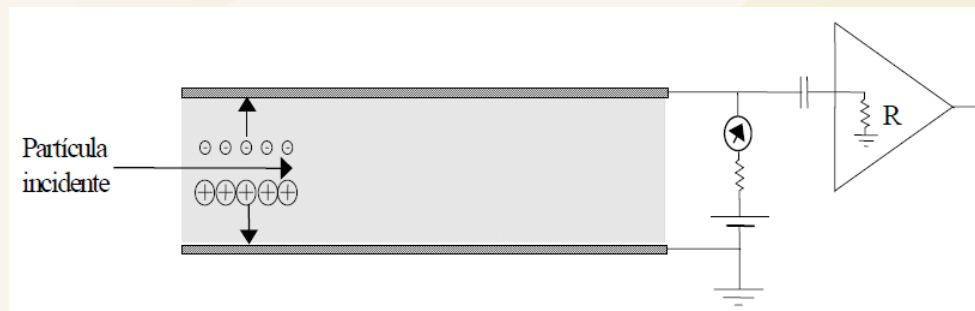


Exemplo: $\sigma_{Ti} = 100\mu\text{m}; E = 3\text{kV/cm}$

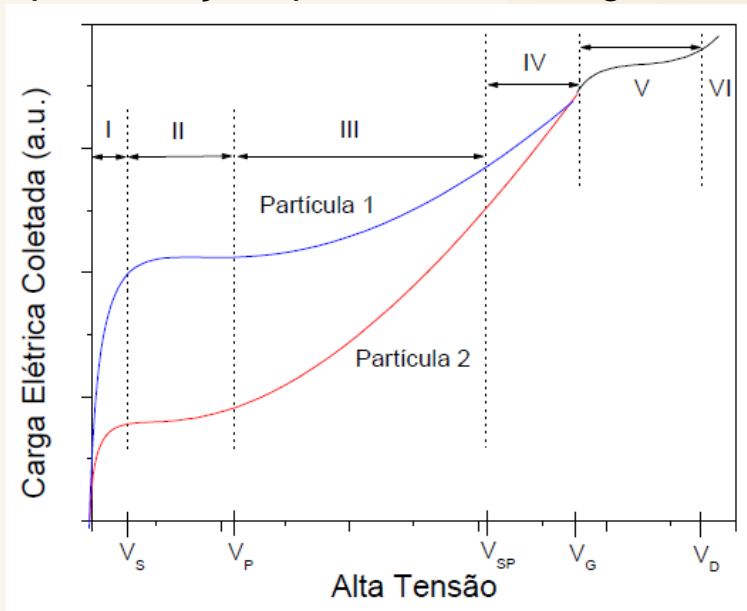
$$\begin{aligned}
 (\sigma_{Tf})^2 &= (\sigma_{Ti})^2 + (\sigma_T \cdot \sqrt{l(\text{cm})})^2 = \\
 &= (100\mu\text{m})^2 + \left(310 \frac{\mu\text{m}}{\sqrt{\text{cm}}} \sqrt{0,4\text{cm}}\right)^2 = 220\mu\text{m}
 \end{aligned}$$

Princípio de Funcionamento de um Detector a Gás

- Mecanismo básico de um Detector a Gás



Representação qualitativa das regiões de operação de detector a gás:



$0 < V < V_S$: Região Recombinação

$V_S < V < V_P$: Câmara de Ionização

$V_P < V < V_{SP}$: Câmara Proporcional ($Q = M \cdot n_p$)

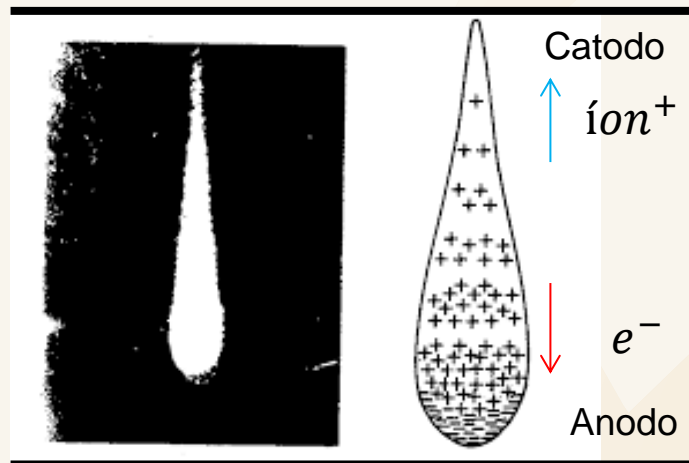
$V_{SP} < V < V_G$: Região Semi-proporcional

$V_G < V < V_D$: Contador Geiger-Müller

$V > V_D$: Região de Descargas Contínuas

Princípio de Funcionamento de um Detector a Gás

- Multiplicação Gasosa



Fotografia de uma câmara de nuvens da avalanche de Townsend

- Sob campos elétricos intensos, os elétrons podem receber, entre duas colisões sucessivas, uma energia maior que a energia perdida por colisão;
- Quando essa energia for maior que a energia mínima de ionização, novas ionizações podem ocorrer e assim sucessivamente, resultando portanto em uma avalanche eletrônica.
- Este processo, responsável pelo fenômeno de **multiplicação gasosa**, é chamado de mecanismo de Townsend de primeira espécie.

Expressão do Fator de Multiplicação (“ganho”):

$$M = \exp \left[\int_0^x \alpha(x') dx' \right] = \exp \left[\int_{E_0}^{E_x} \alpha(E) \frac{\partial x}{\partial E} dE \right]$$

Onde α é chamado de primeiro coeficiente de Townsend, um parâmetro de transporte que representa o número de elétrons secundários produzidos por um elétron primário (fotoelétron) percorrendo uma unidade de trajetória, na direção do campo elétrico. É empregado para descrever a multiplicação gasosa e está relacionado com o inverso do livre caminho médio λ

Princípio de Funcionamento de um Detector a Gás

- Processos Secundários

- No meio gasoso, existem moléculas excitadas e íons positivos que foram produzidos durante a avalanche principal; a desexcitação dessas moléculas e a recombinação dos íons liberam fótons que podem provocar efeito fotoelétrico no gás;
- Na superfície do catodo, elétrons podem ser extraídos pelos fótons de desexcitação ou de recombinação, ou pela neutralização dos íons positivos.
- Os elétrons assim produzidos provocam por sua vez avalanches eletrônicas espúrias responsáveis por um possível regime de descarga contínua
- detectores proporcionais as avalanches espúrias degradam a proporcionalidade entre altura de pulso e a carga de ionização primária.

Princípio de Funcionamento de um Detector a Gás

- Misturas Gasosas

- Devido a sua estabilidade física e química, os átomos de gases nobres normalmente emitem elétrons quando absorvem energia, o que favorece a produção do sinal elétrico por um evento ionizante;
- Os processos secundários podem levar o detector a um regime de descarga contínua. Para evitar que isto ocorra adiciona-se uma pequena fração de outro gás ao gás de operação do detector.
- Os gases de ‘quenching’, como são chamados estes gases adicionais, são gases poliatômicos orgânicos (CH_4 , C_4H_{10} , C_2H_6 , álcoois, etc.) ou inorgânicos (CO_2 , BF_3 , etc), que apresentam grande número de estados excitados não radiantes (bandas vibracionais e rotacionais), e permitem a absorção dos fótons secundários de desexcitação ou de recombinação do gás principal sem a emissão de elétrons.

- "A ciência não pode prever o que vai acontecer. Só pode prever a probabilidade de algo acontecer." (César Lattes)



Obrigado!

prb.marinho@gmail.com

pmarinho@cnen.gov.br