

Notas de Aula de Introdução à Física Nuclear (NHZ3026)

Prof. Dr. Marcelo Augusto Leigui de Oliveira
 Centro de Ciências Naturais e Humanas (CCNH)
 Universidade Federal do ABC (UFABC)
 Santo André - SP

AULA #17: DETECTORES DE RADIAÇÕES

I. GENERALIDADES

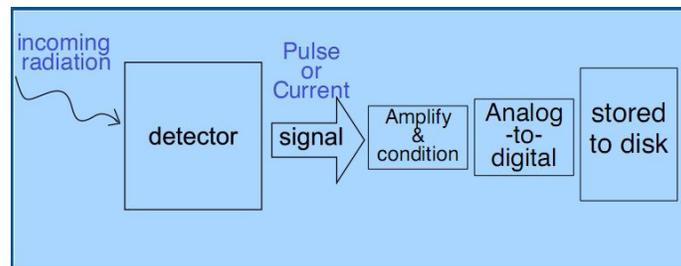


Figura 1: Sistema básico de detecção.

O que medir: energia, posição, tempo, momento, massa, carga, spin, tipo de partícula.

Propriedades: resolução energética, resolução espacial, resolução temporal/velocidade de contagens, sensibilidade.

Tipos: gás, estado sólido (semicondutores), cintiladores orgânicos (líquidos ou plásticos), cintiladores inorgânicos (cristais), fotomultiplicadora.

- Modo de contagens ($1 \text{ partícula}/\Delta t$): contadores e espectrômetros;
- Modo de corrente ($n \text{ partículas}/\Delta t$): dosímetros e sistemas de imagem.

A. Eficiência

Eficiência total (ou absoluta):

$$\varepsilon_{tot} = \frac{n^\circ \text{ eventos registrados}}{n^\circ \text{ eventos emitidos pela fonte}} = f(\text{geometria, prob. interação}),$$

onde podemos fatorar:

$$\varepsilon_{tot} = \varepsilon_{geom} \varepsilon_{intr},$$

em que ε_{geom} é a eficiência geométrica ou *aceitação* e:

$$\varepsilon_{intr} = \frac{n^\circ \text{ eventos registrados}}{n^\circ \text{ eventos incidentes no detector}}$$

é a eficiência intrínseca, que depende somente da radiação e do meio.

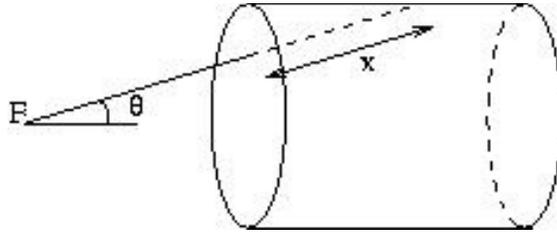


Figura 2: Eficiência geométrica.

Se a fonte é isotrópica:

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

e a probabilidade que a partícula atinja o detector e interaja nele é:

$$d\varepsilon_{tot} = [1 - e^{-x/\lambda}] \frac{d\Omega}{4\pi} \Rightarrow \varepsilon_{tot} = \int_V d\varepsilon_{tot}$$

B. Resolução energética

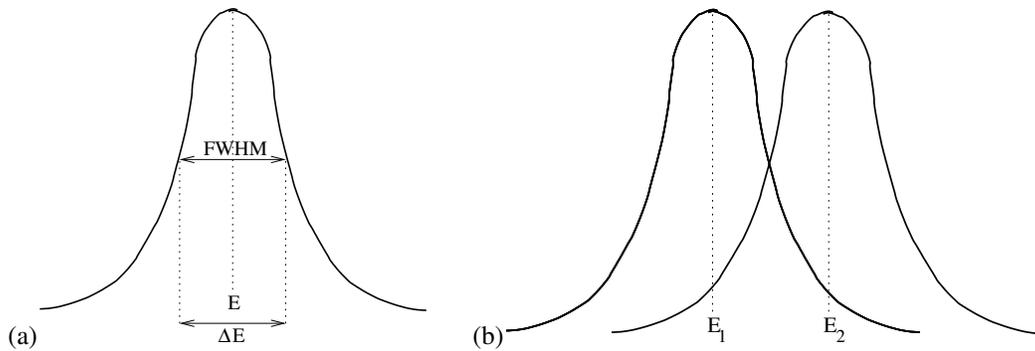


Figura 3: Resolução energética.

Vamos definir a *largura cheia à meia-altura* (FWHM) como o intervalo no espectro de energia às metades do valor máximo de um pico, este intervalo é utilizado como a definição para o erro na medida de energia: $\Delta E = \text{FWHM} \equiv \Gamma$.

Por conseguinte, a resolução energética é definida por:

$$R = \frac{\Delta E}{E},$$

e a separação entre 2 picos de energia segue o *critério de Rayleigh* (conforme na figura 3-b):

$$E_2 \geq E_1 + \Delta E$$

II. ELEMENTOS DA TEORIA DE DISTRIBUIÇÕES

A. Binomial

Usada para quando se tem 2 possibilidades: sucesso (A) ou falha (B), seja uma sequência de eventos:

$$A_1 A_2 \cdots A_y B_1 B_2 \cdots B_{n-y} \quad (*)$$

e sejam $P(A) = p$ a probabilidade de sucesso e $P(B) = 1 - p$ a probabilidade de falha. A sequência (*) tem probabilidade:

$$P_* = p^y (1 - p)^{n-y},$$

mas, como qualquer combinação de resultado tem a mesma probabilidade de ocorrência:

$$P = C_{ny} p^y (1 - p)^{n-y} = \frac{n!}{y!(n-y)!} p^y (1 - p)^{n-y} \Rightarrow P_n(y) = \frac{n!}{y!(n-y)!} p^y (1 - p)^{n-y}$$

A média da distribuição binomial é dada por:

$$\mu = \sum_{i=1}^m y_i P(y_i) = \sum_{y=0}^n \frac{y}{y!} \frac{n!}{(n-y)!} p^y (1-p)^{n-y} = np,$$

onde na penúltima passagem fizemos $y = i - 1$ e $n = m - 1$ e na última passagem usamos a expansão binomial. Mas, é fácil ver que:

$$\left\{ \begin{array}{l} 1 \text{ tentativa: } \mu = 1 \cdot p + 0 \cdot (1 - p) \\ 2 \text{ tentativas: } \mu = 1 \cdot p + 0 \cdot (1 - p) + 1 \cdot p + 0 \cdot (1 - p) \\ \vdots \\ n \text{ tentativas: } \mu = np \end{array} \right.$$

E a variância da distribuição binomial é dada por:

$$\sigma^2 = \sum_{y=0}^n (y - \mu)^2 P_n(y) = np(1 - p)$$

B. Poissoniana

A distribuição de Poisson é o limite da binomial quando $p \rightarrow 0$ e o número de eventos $n \rightarrow \infty$, tal que a média $\mu = np$ seja finita. A probabilidade de se observar r eventos é:

$$p(r) = \frac{\mu^r e^{-\mu}}{r!},$$

para a distribuição poissoniana, a média e a variância são:

$$\mu = np$$

$$\sigma^2 = np(1 - p) \approx np = \mu$$

\Rightarrow decaimentos radioativos seguem a distribuição de Poisson.

Exemplo: uma fonte radioativa fraca tem média de contagens de 1 s^{-1} . Qual a probabilidade de se observar nenhuma contagem num período de 4 s? Ou 1 contagem no mesmo período?

Se a contagem média é 1 s^{-1} , em 4 s espera-se, em média, $\mu = 4$ eventos, então:

$$\text{zero contagens: } P = \frac{4^0 e^{-4}}{0!} = 0,0183$$

$$\text{uma contagem: } P = \frac{4^1 e^{-4}}{1!} = 0,0733$$

C. Gaussiana

A distribuição de Gauss é uma aproximação da poissoniana quando $\mu \gg 1$:

$$G(y) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(y-\mu)^2}{2\sigma^2}\right),$$

onde μ é a média e σ o desvio padrão da distribuição gaussiana.

A largura à meia altura é (exercício 1):

$$\Gamma = 2\sigma\sqrt{2 \ln 2}$$

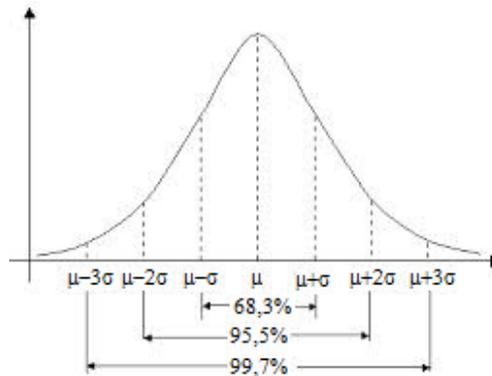


Figura 4: Intervalos de confiança.

O intervalo entre $[\mu - \sigma, \mu + \sigma]$ compreende 68,3% dos eventos, entre $[\mu - 2\sigma, \mu + 2\sigma]$ compreende 95,5% dos eventos, entre $[\mu - 3\sigma, \mu + 3\sigma]$ compreende 99,7% dos eventos, etc. Tais porcentagens são chamadas de *nível de confiança* de uma medida.

Experimento nulo: suponha um processo que teoricamente não deva ser observado, por exemplo: o decaimento de um próton. Pode-se realizar um experimento pela busca deste decaimento. Supondo uma taxa de ocorrências λ , a probabilidade de se observar nenhum evento durante um período T segue a lei exponencial:

$$P(0|\lambda) = e^{-\lambda T}$$

Se passado o período T não se observou nenhum decaimento, sabemos que a constante de decaimento é menor ou igual a um valor limite ($\lambda \leq \lambda_0$), com um nível de confiança estipulado pela integral:

$$CL = \int_0^{\lambda_0} e^{-\lambda T} T d\lambda = 1 - e^{-\lambda_0 T} \Rightarrow \lambda \leq \lambda_0 = -\frac{1}{T} \ln(1 - CL).$$

→ Exercício 2.

III. DETECTORES A GÁS

Câmaras de ionização, câmaras proporcionais, Geiger-Müller.

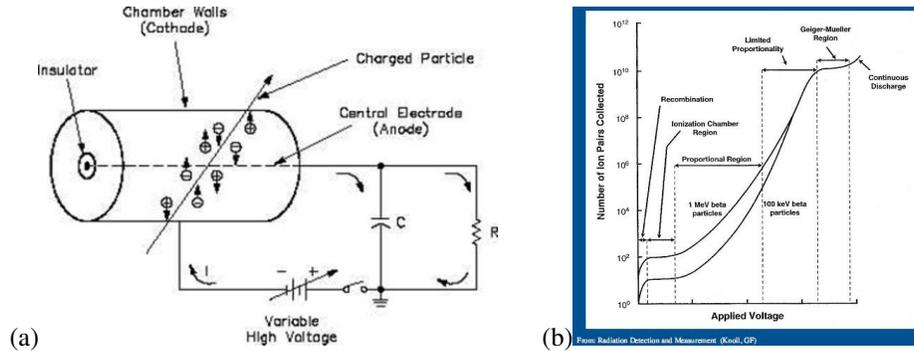


Figura 5: Detector a gás: (a) esquema; (b) regimes de funcionamento.

1. região de recombinação: antes da coleção;
2. região de câmara de ionização: pequenas variações com a voltagem e pequenos sinais: grandes fluxos de radiação;
3. região proporcional: elétrons livres criam ionizações secundárias (avalanches ou cascatas) próximas ao fio (localizadas);
4. região de proporcionalidade limitada: \vec{E} é distorcido pela multiplicação das ionizações;
5. região Geiger-Müller: descargas em cadeia são observadas por todo o fio (não-localizadas), causadas por fótons de moléculas em desexcitação;
6. região de descarga contínua: quebra dielétrica do gás (independente da radiação).

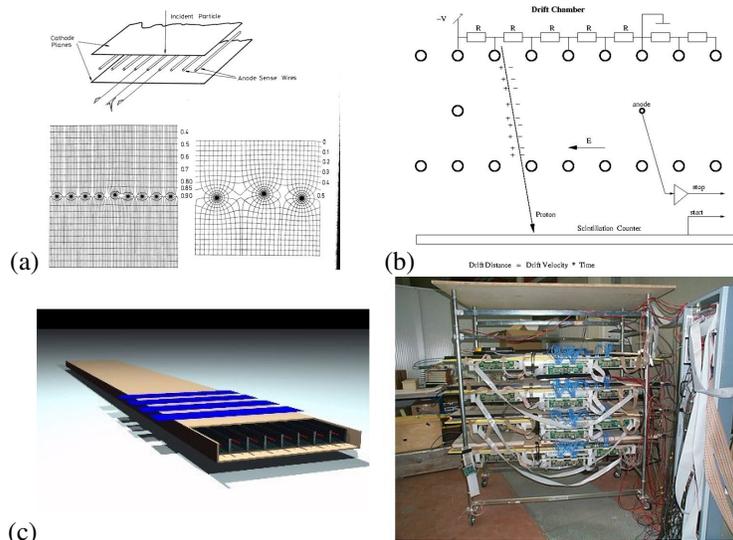


Figura 6: Outros detectores a gás: (a) Câmara Proporcional de Multi-Fios (MWPC); (b) Câmara de arrasto (drift); (c) Tubos streamer.

IV. SEMICONDUTORES

Princípio análogo: pares elétron-buracos são formados e se propagam.

Requerem alta pureza/dopagem e controle de temperatura (resfriamento) para reduzir o ruído térmico

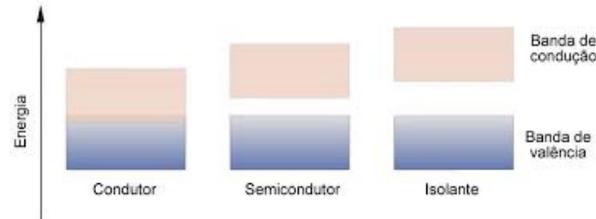


Figura 7: Bandas de condução e valência em materiais condutores, semicondutores e isolantes, respectivamente.

$$n_i = \sqrt{N_C N_V} \exp\left(-\frac{E_g}{2kT}\right) = AT^{3/2} \exp\left(-\frac{E_g}{2kT}\right),$$

onde N_C e N_V são os números de estados na banda de condução e de valência, respectivamente, e E_g é o *gap* de energia, tais que à temperatura ambiente ($T \sim 300$ K):

- Si: $n_e = 1,5 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3} \sim 1 \text{ Si}/10^{12}$ ionizado;
- Ge: $n_e = 2,5 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3} \sim 1 \text{ Ge}/10^9$ ionizado.

A. Dopagem

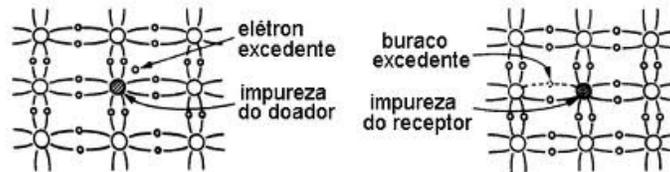


Figura 8: Dopagem: materiais tipo N e tipo P, respectivamente.

Sejam $n = n_e$ e $p = n_b$:

$$n \cdot p = n_i^2 = A^2 T^3 \exp\left(-\frac{E_g}{kT}\right),$$

mas, como o semicondutor é neutro:

$$N_D + p = N_R + n,$$

onde N_D é o número de doadores e N_R é o número de receptores.

- material tipo-N: $N_R = 0$ e $n \gg p \Rightarrow n \approx N_D \Rightarrow p \approx n_i^2/N_D$;
- material tipo-P: $N_D = 0$ e $p \gg n \Rightarrow p \approx N_R \Rightarrow n \approx n_i^2/N_R$.

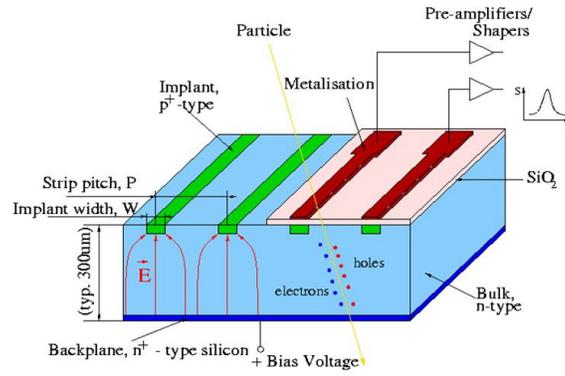


Figura 9: Esquema de um detector baseado em semicondutores.

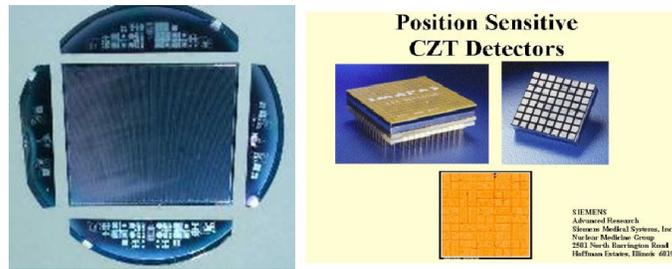


Figura 10: Exemplo um detector baseado em semicondutores.

V. CINTILADORES

Cintilação: emissão de luz devido à passagem de uma partícula ou radiação.

(1903) Crookes utilizou ZnS para observar partículas α .

(1909) Rutherford, Geiger e Marsden: bombardeamento de Au por partículas α .

(1944) Curran e Baker introduziram o tubo fotomultiplicador.

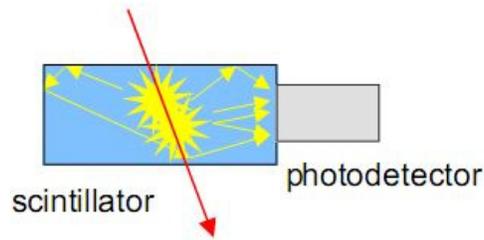


Figura 11: Acoplagem de um material cintilador com um tubo fotomultiplicador.

- sensibilidade à energia \sim linear ($E > E_{lim}$);
- rápida resposta temporal ($\sim 1 - 10$ ns);
- discriminação de partícula pelo formato do pulso.

Luminescência: propriedade dos materiais de emitir luz devido à radiações, calor, luz, etc

- rápida ($\sim 10^{-8}$ s): fluorescência;
- lenta (ms - h): fosforescência (ou "afterglow").

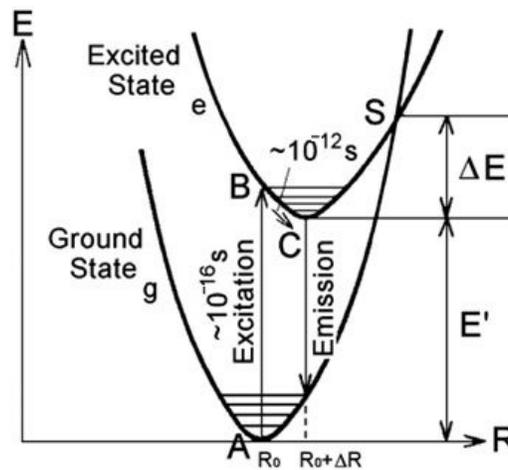


Figura 12: Transições de níveis em um material cintilador.

A. Cintiladores inorgânicos

Cristais de elementos alcalinos com pequenas quantidades de impurezas: NaI(Tl), CsI(Tl), ZnS(Ag), etc; que geram níveis de energia dentro do gap.

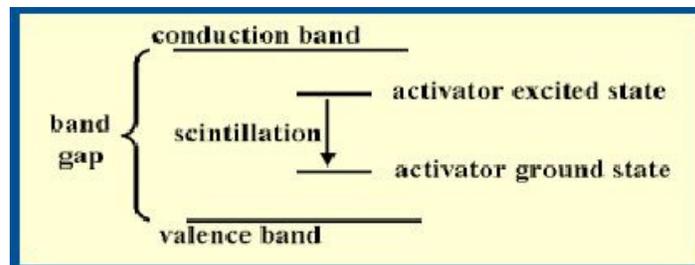
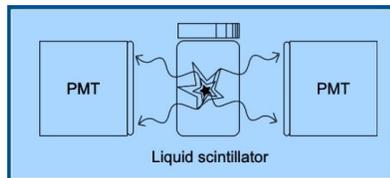


Figura 13: Bandas e níveis de energia em um cintilador inorgânico com dopagem.

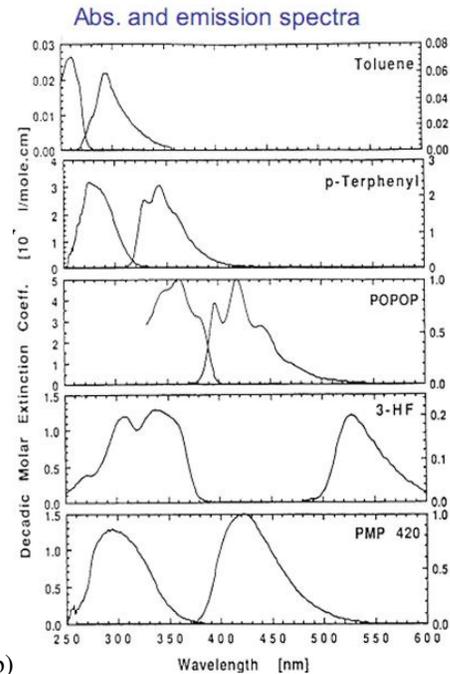
B. Cintiladores orgânicos

Hidrocarbonetos aromáticos (com anéis de benzeno). A cintilação é proveniente de um elétron livre de um orbital π .

- cristais orgânicos: antraceno ($C_{14}H_{10}$), naftaleno ($C_{10}H_8$), etc;
 $\tau = \text{ns-30 ns}$;
- líquidos orgânicos: p-Terphenyl ($C_{18}H_{14}$), PPO ($C_{15}H_{11}NO$), POPOP ($C_{24}H_{16}N_2O$), ...;
Os cintiladores líquidos vêm dissolvidos ($\sim 3\text{g soluto} / \ell \text{ solvente}$) em solventes como tolueno, benzeno, etc; e podem conter aditivos como B ou Gd para, por exemplo, aumentar a captura de nêutrons ou deslocar comprimentos de onda dos fótons de cintilação. $\tau = 3 - 4 \text{ ns}$.
- plásticos: poliviniltolueno, polifenilbenzeno ou poliestireno.
BC408 da Saint-Gobain: $\rho = 1,032 \text{ g/cm}^3$, $n = 1,58$, $\tau_s = 0,9 \text{ ns}$, $\tau_d = 2,1 \text{ ns}$.



(a)



(b)

Figura 14: (a) cintilador líquido; (b) espectros de absorção e emissão de diferentes tipos de cintiladores líquidos.

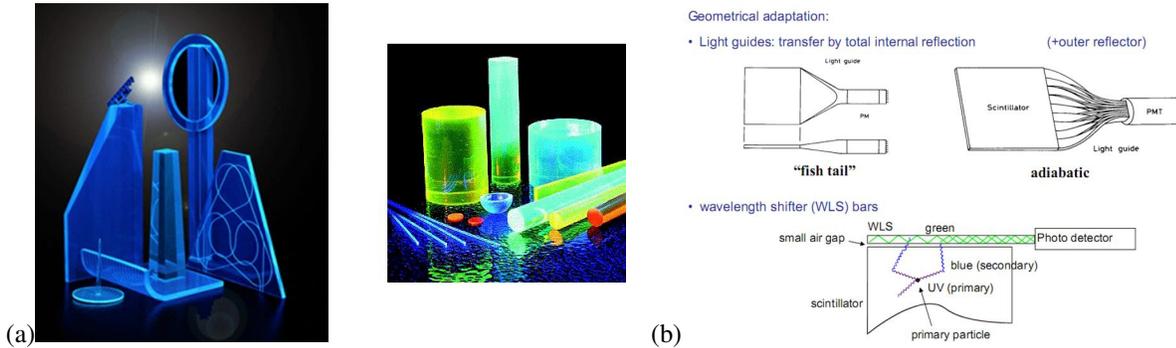


Figura 15: (a) cintiladores plásticos; (b) montagens típicas com cintiladores plásticos.

VI. TUBOS FOTOMULTIPLICADORES

Instrumentos responsáveis pela conversão de fótons em pulsos eletrônicos. O fóton arranca um elétron do fotocátodo, através do efeito fotoelétrico, e este elétron — chamado *fotolétron* — é multiplicado, formando uma cascata na sequência de dinodos, produzindo um sinal mensurável.

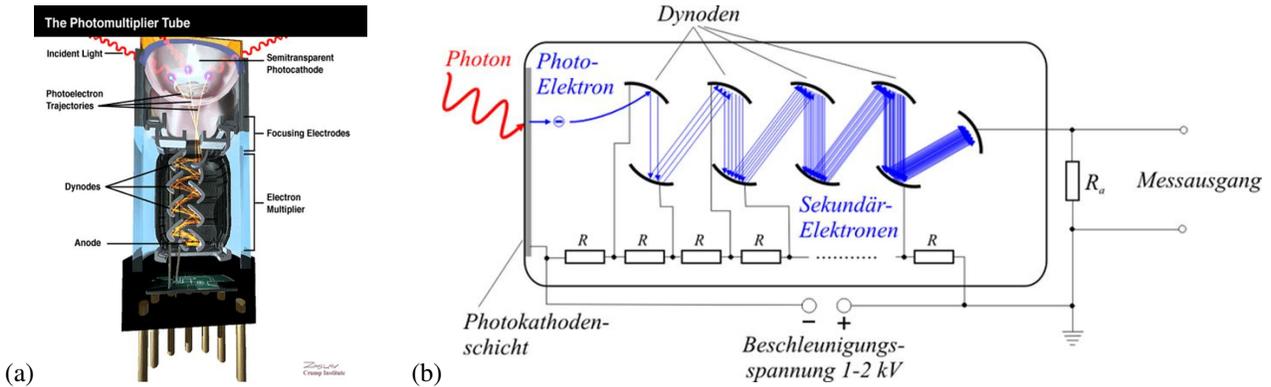


Figura 16: Esquemas de tubos fotomultiplicadores: K: fotocátodo, G: grade focalizadora, D: dinodos, A: ânodo, DT: divisor de tensão.

Ganho:

$$G = (kV_d)^n,$$

onde n é o número de dinodos e V_d é a ddp entre os eles.

Eficiência quântica:

$$\varepsilon_q = \frac{n^\circ \text{ fotoelétrons emitidos}}{n^\circ \text{ fótons incidentes}}$$

Hamamatsu R464 (12 dinodos): $300 < \lambda < 650 \text{ nm}$, $\lambda_{max} = 420 \text{ nm}$, $\varepsilon_q = 10\%$, $HV = 1500 \text{ V}$, $G = 6 \cdot 10^6$.

VII. EXERCÍCIOS

1. Para uma distribuição gaussiana, demonstre a relação:

$$\Gamma = 2\sigma\sqrt{2\ln 2}.$$

2. Uma amostra de 50 g de ^{82}Se é observada durante 100 dias em um experimento de duplo decaimento- β , sem emissão de neutrinos, reação que é proibida pela conservação do número leptônico. A eficiência do aparato é de 20% e nenhum evento foi detectado. Estime o limite inferior por núcleo para o tempo de vida deste modo de decaimento com nível de confiança de 90%.
3. Para testar a eficiência de um detector, pulsos são emitidos de um gerador e registram-se quantos são observados. Dada que a densidade de probabilidade da eficiência do detector ser ε , para N pulsos registrados, é:

$$P(\varepsilon) = (N + 1)\varepsilon^N,$$

calcule a eficiência do detector com 95% de nível de confiança e $N = 100$.