

*Esta “Monografia” foi elaborada tendo como base as apresentações teórico-experimentais do Curso de “Espectroscopia da Radiação-Gama” apresentado na VI Escola de Verão/CBPF, em julho/2006. Participaram na sua composição, no que se refere às indicação e organização dos temas abordados, adequação e distribuição das figuras, coleta e ajuste dos dados experimentais e redação do texto final os componentes, permanentes e estudantes, do Laboratório de Correlação Angular do Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas (LCA/EXP/CBPF): Henrique Saitovitch\*, Paulo R.J. Silva, José T.P.D. Cavalcante, Carlos V.S. Marques e Gustavo V. de Araújo. O texto desta “Monografia”, assim como a maior parte das Figuras, foram baseados em: “Radiation Detection and Measurements” - Glenn F. Knoll; J. Wiley&Sons, eds. 1979-1989.*

\*endereço para atendimento de solicitações de informações sobre esta Monografia:  
**henrique@cbpf.br**

## Espectroscopia de Radiação- $\gamma$

### 1 - Fontes de Radiação- $\gamma$ ( $R\gamma$ )

**Introdução:** quando da emissão de partículas carregadas ( $\beta^-$  e/ou  $\beta^+$ ) por parte de um núcleo atômico (núcleo-pai), resultando deste processo um novo núcleo (núcleo-filho) com número atômico maior ou menor, respectivamente, o núcleo-filho resultante geralmente chega a esta situação com um excesso de energia. Esta energia vai sendo emitida na forma de  $R\gamma$ , uma radiação de natureza eletromagnética, através de uma energia única ou gradativamente com a emissão de um conjunto de energias, com as modalidades de emissão e os valores das energias emitidas sendo características daquele particular isótopo emissor e que assim vai atingindo estados nucleares com energias mais baixas, até atingir o seu nível básico, ou seja, de energia mínima. A emissão de  $R\gamma$  por parte dos núcleos radioativos ocorre a partir dos seguintes mecanismos nucleares:

**1a -  $R\gamma$  Emitida após Decaimento- $\beta^-$ :** nos casos de **decaimento- $\beta^-$** , a partir da emissão desta partícula pelo núcleo este permanece com um excesso de energia que vai emitindo ao longo do tempo; o processo de **emissão- $\beta^-$**  é relativamente lento com uma meia-vida caracterizada por centenas de dias ou mesmo mais, enquanto os estados energizados dos núcleos provenientes destes decaimentos tem em média tempos de vidas bem menores, da ordem de nanossegundos ou mesmo menos. A desexcitação nuclear ocorre a partir da emissão de  $R\gamma$  (uma ou várias), cujas energias são essencialmente iguais às diferenças nas energias entre os estados nucleares inicial (pré-desexcitação) e final (pós-desexcitação).

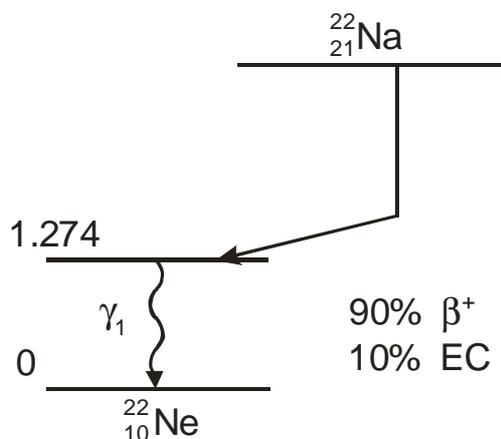


Fig. (1a): esquema do decaimento  $R\gamma$  do Na-22

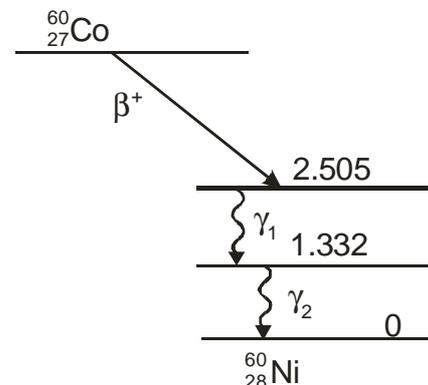


Fig. (1b): esquema do decaimento  $R\gamma$  do Co-60.

**1b -  $R\gamma$  Emitida após Processo de Aniquilação Elétron-Pósitron:** quando de um processo de **decaimento- $\beta^+$**  do núcleo-pai, ocorre a geração de  $R\gamma$  como uma consequência do pósitron emitido quando deste processo de decaimento: uma vez que os pósitrons são absorvidos por alguns poucos milímetros do material de encapsulamento, a perda da sua energia cinética daí decorrente já é suficiente para pará-los. Quando as suas energias estão bem baixas, já a ponto de serem absorvidos, eles interagem com os elétrons negativos dos materiais, decorrendo daí o processo de aniquilação; o pósitron e o elétron desaparecem, originando dois fótons  $R\gamma$ , conhecidos como radiações de aniquilação, cada um com energia de 0,511MeV e com direções de emissão diametralmente opostas. A presença de fontes de referência de  $R\gamma$  é indispensável em qualquer Laboratório em que sejam realizados experimentos que envolvam radiações. Elas normalmente consistem em amostras

de radioisótopos com intensidade muito baixa, de alguns poucos microcuries [(1 $\mu$ Ci= 37.000 Bq (Bequerel))] envolvidos em pequenas cápsulas e/ou bastões de plástico, com espessuras suficientes para frear qualquer radiação originária do decaimento do núcleo-pai; permitindo, no entanto, a saída da  $R\gamma$  originária do decaimento do núcleo-filho. Embora o nível de intensidade de radiação destas fontes de calibração seja mínimo, é suficientemente alto para permitir a calibração da maioria dos tipos de detectores de  $R\gamma$ . Se estas fontes são usadas para uma calibração precisa de equipamentos, suas intensidades também devem ser bem conhecidas. Em alguns casos os radioisótopos são depositados em suportes muito finos e com um mínimo de cobertura; tudo isto para reduzir a atenuação e dispersão da  $R\gamma$  dentro do recipiente da fonte. Absorvedores externos podem ser usados para eliminar qualquer emissão de partícula se a presença destes for interferir nas aplicações pretendidas. Nas Figs. (1a,1b) estão representados os esquemas de decaimento de duas fontes, **Na-22** e **Co-60**, que são frequentemente usadas como fontes de calibração de  $R\gamma$ .

## 2 - Sistema Instrumental (SI) para Detecção das $R\gamma$

**Introdução:** a cadeia de instrumentos (Fig. 2-1) utilizada para as detecções [sistema de detecção (SD): cristal cintilador (CC) + tubo fotomultiplicador FM (**tubo-FM**), pré-amplificador (PA), amplificador (A), discriminador diferencial (DD) e contador (C)] representa um esquema básico para detectar a  $R\gamma$  e realizar o registro deste evento.  $R\gamma$  (radiações provenientes do interior dos núcleos atômicos) e **raios-X** (radiações originários das transições eletrônicas dentro das camadas atômicas) não possuem carga elétrica e não acarretam nem ionização nem excitação nos materiais em que estejam se deslocando. Daí que a detecção das  $R\gamma$  depende criticamente das interações que as permitam transferir parte ou toda a sua energia para os elétrons de algum material absorvedor em que estejam se deslocando. Estas interações representam alterações súbitas nas propriedades da(s) radiação(ões), diferentemente ao que ocorre com partículas carregadas, p.ex. elétrons, que vão sendo gradativamente freados.

Uma vez que a  $R\gamma$  é "invisível" para o detector, só os elétrons resultantes da cadeia de interação  $R\gamma \rightarrow$  **material absorvedor** (aqui referente a um CC) é que fornecem as indicações para identificar a  $R\gamma$  incidente. Esses elétrons têm a sua energia máxima limitada pela energia da  $R\gamma$  incidente, e

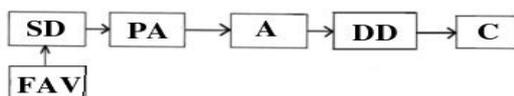


Fig. (2.1): sistema instrumental utilizado na detecção/registo das  $R\gamma$

irão diminuindo a sua energia como resultado de seus espalhamentos no CC, como ocorre com qualquer partícula carregada. As cintilações decorrentes do freamento destes elétrons no CC darão continuidade à cadeia inicial de interação a partir da sua captação por um **tubo-FM** (tubo-FM: fotocátodo/dínodos).

**2a- Mecanismo de Cintilação em Cristais Inorgânicos com Ativadores:** a etapa inicial do processo de detecção de uma  $R\gamma$  é a sua interação com um CC; no caso atual, inorgânico. O mecanismo de cintilação em materiais inorgânicos depende dos estados de energia como são configurados pela estrutura cristalina do material. Como mostrado na Fig. (2-2), elétrons em materiais classificados como isolantes ou semicondutores se encontram em disponibilidade sómente em bandas discretas de energia. As bandas com energias mais baixas, chamadas **bandas de valência**, congregam aqueles elétrons que estão essencialmente presos aos sítios da rede cristalina, enquanto na **banda de condução** se movem aqueles elétrons com energias suficientes para migrar através do cristal. Existe uma banda de energias intermediárias, chamada **banda proibida** ("gap"), em que os elétrons nunca podem ser encontrados quando o cristal é puro, ou seja, sem as impurezas representadas por eventuais ativadores. A absorção de energia pode resultar na migração, e aí o "gap" é transposto, de um elétron da sua posição normal na **banda de valência** para a **banda de condução**, deixando neste processo uma **lacuna** na **banda de valência**. Em se tratando de um cristal puro, o retorno de um elétron para a *banda de valência* com a consequente emissão de um

fóton é um processo muito ineficiente. Além do mais, as larguras dos “gaps” entre as bandas são de tal magnitude que a energia do fóton resultante estaria fora do alcance do espectro visível.

Para aumentar a probabilidade, durante o processo de desexcitação, da emissão de um fóton com energia dentro do intervalo visível, pequenas quantidades de uma impureza são comumente adicionadas aos cintiladores inorgânicos. Essas impurezas, chamadas “ativadores”, criam sítios especiais dentro da rede cristalina em que a estrutura da banda de energia é modificada com relação àquela existente no cristal puro. Como resultado, haverá estados de energia criados dentro do “gap” acessíveis aos elétrons e que daí poderão sofrer um processo de desexcitação energética e retornar para a **banda de valência**. Uma vez que esta energia ligada a posição do elétron seja menor do que a do “gap”, essa transição eletrônica pode agora dar origem a um fóton visível; daí a aplicação destas impurezas como “ativadores”. Esses estados estão ilustrados na Fig. (2-2), como linhas dentro do “gap” proibido. Se o estado do ativador assim formado for uma configuração com energia de excitação com uma transição permitida para o estado-base, sua desexcitação ocorrerá muito rapidamente e com grande probabilidade para emissão de um fóton correspondente. Se o “ativador” for corretamente escolhido esta transição pode corresponder, como anteriormente observado, a uma faixa de energia no espectro visível. Meias-vidas típicas de tais estados excitados estão na ordem de  $10^7$  s. Uma vez que o tempo de migração do elétron é muito menor, todas as configurações correspondentes às impurezas ativadoras excitadas são formadas essencialmente ao mesmo tempo e irão se desexcitar, subsequentemente, com meia-vida característica do estado excitado. É o tempo do decaimento desses estados que, portanto, determinam as características temporais da cintilação luminosa emitida. A maioria dos **CC** podem ser adequadamente caracterizados por um único tempo de decaimento ou por uma simples exponencial, embora um comportamento temporal mais complexo possa ser às vezes observado.

A descoberta do Iodeto de Sódio c/impureza de Tálcio [NaI(Tl), com o Tl adicionado em uma quantidade da ordem de  $10^{-3}$  mol], na década '50, deu início à era da espectroscopia moderna de

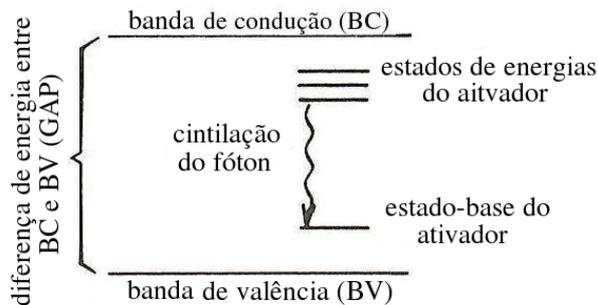


Fig. (2-2): bandas de energias do CC ativado

cintilação no que se refere à detecção da  $R\gamma$ . O NaI(Tl) é higroscópico, daí que este cintilador deve ser protegido contra toda e qualquer humidade. O NaI(Tl) é um excelente produtor de cintilação, tendo uma resposta das mais eficientes tanto para detecção de elétrons quanto para  $R\gamma$ . Atualmente, e assim tem sido desde sua descoberta para estas funções, é o cintilador padrão. O tempo de decaimento da cintilação é  $\sim 230$  ns, um tanto longo para uma boa resolução temporal do sistema instrumental de detecções assim como para além de uma certa intensidade das fontes e que

umentam a frequência das detecções. Em compensação, apresenta uma excelente resolução energética, distinguindo as diferentes energias presentes nas emissões radioativas.

**2b - Interação das  $R\gamma$  com o Meio Material de Detecção (CC):** embora um grande número de possíveis mecanismos de interação das  $R\gamma$  com os diferentes meios materiais sejam conhecidos, somente três tipos (aqui considerados as interações da  $R\gamma$  com o **CC** acoplado ao **tubo-FM**) desempenham um papel importante: **absorção fotoelétrica** (predominante para  $R\gamma$  de baixa energia, até algumas centenas de KeV), **produção de pares** (predominante quando da interação com altas energias da  $R\gamma$ , no intervalo 5MeV-10MeV) e **espalhamento Compton** (predominante em faixas de energias entre aquelas correspondentes aos dois mecanismos anteriores). Todos esses processos iniciam com transferência parcial ou total da energia da  $R\gamma$  para os elétrons do **CC**.

**2b/1 – Absorção Fotoelétrica:** no processo de absorção fotoelétrica uma  $R\gamma$  interage com um

átomo absorvedor de tal forma que acarreta o seu desaparecimento. Como conseqüência, um fotoelétron é ejetado de uma das órbitas eletrônicas daquele átomo. A interação ocorre para o átomo como um todo, não ocorrendo apenas com a eventualidade de elétrons livres. No caso em que a **Rγ** possua energia suficiente **hν**, a maior probabilidade é que este processo ocorra a partir de uma interação com algum dos elétrons mais fortemente ligados, ou seja, da camada-K. O fotoelétron é ejetado com energia **E<sub>e</sub> = hν - E<sub>b</sub>**, com **E<sub>b</sub>** representando a energia de ligação do fotoelétron na camada de onde foi arrancado. Para **Rγ** com energia superior a algumas centenas-KeV, o fotoelétron ejetado carrega a maior parte da energia da **Rγ** incidente.

Além do fotoelétron a interação cria também um átomo absorvedor ionizado com uma lacuna em uma das suas órbitas. Esta lacuna é rapidamente preenchida através da captura de um elétron livre e/ou por rearrumação proporcionada pelos elétrons de outras camadas do átomo. Contudo, um ou mais fótons de **raios-X** podem ainda ser também gerados. Embora na maioria dos casos esses **raios-X** sejam reabsorvidos perto do seus sítios originais através de absorção fotoelétrica envolvendo camadas mais fracamente ligadas, a migração deles e o possível escapamento pelos detectores de radiação podem influenciar nas suas respostas. Em alguns casos, a emissão de um elétron-Auger pode ocorrer no lugar do **raio-X** característico, uma vez que “carregue” a energia de excitação atômica.

O processo de absorção fotoelétrica é o modo predominante de interação para **Rγ** (ou **raios-X**) com energia relativamente baixa. O processo também é estimulado quando ocorre a absorção por materiais com alto número atômico **Z**. Este processo é ideal quando se está interessado na determinação da energia total da **Rγ** detectada. A energia cinética do elétron resultante será igual àquela da radiação incidente.

**2b/2 – Espalhamento Compton:** o processo de interação em que a **Rγ** é espalhada por um elétron do material absorvedor é denominada **espalhamento Compton**. É o mecanismo predominante de interação na faixa de energias típicas dos radioisótopos. Neste processo a **Rγ** incidente é defletida de um ângulo-**θ** com relação ao ângulo de incidência original e transfere parte da sua energia para o elétron “abalroado” (assumido em repouso antes do processo), que é então denominado **elétron de recuo**. Uma vez que qualquer ângulo de espalhamento é possível, a faixa de energia transferida para este elétron pode variar de um valor mínimo até quase toda a energia inicialmente transportada pela **Rγ**. A representação grafica deste processo aparece na Fig. (2-3) e o balanço de energia correspondente transferida, na Eq. (2-1):

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + \frac{h\nu}{m_0c^2}(1 - \cos\theta)}$$

Eq. (2-1): balanço de energia no processo-Compton

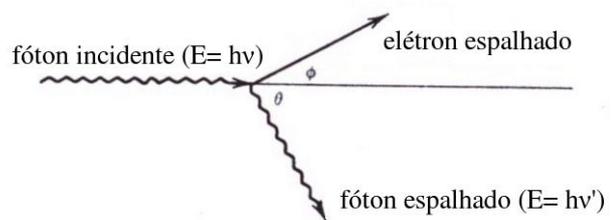


Fig. (2-3): representação do espalhamento no processo-Compton

A probabilidade de ocorrência do processo de **espalhamento Compton** por átomo do absorvedor depende do número de elétrons disponíveis como alvos

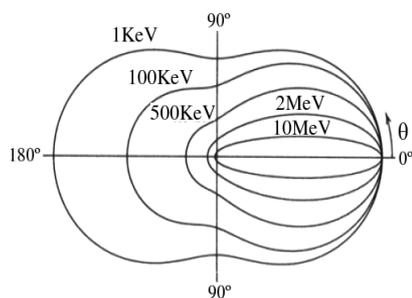


Fig. (2-4): distribuição espacial da Rγ no espalhamento Compton

para o espalhamento, daí que esta probabilidade aumenta linearmente com o número atômico **Z** do material absorvedor.

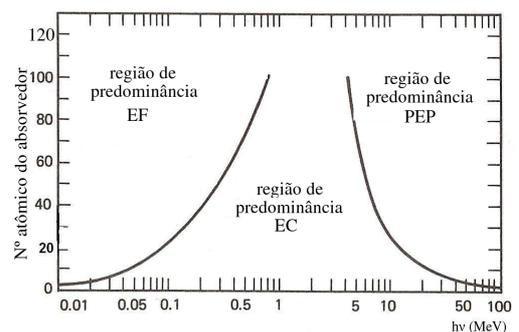


Fig. (2-5): regiões de predominância dos três processos mais frequentes nas interações das Rγ com a matéria

A distribuição angular da  $R\gamma$  espalhada está configurada graficamente na Fig. (2-4) e confirma a forte tendência de pequenos ângulos de espalhamento para  $R\gamma$  com energias altas.

**2b/3 - Produção de Pares:** se a energia da  $R\gamma$  exceder o dobro daquele valor da energia correspondente à massa de repouso de um elétron ( $2 \times 0,511$  MeV), o processo de produção de pares se torna energeticamente possível. Na prática, a probabilidade desta interação permanece muito baixa até a energia da  $R\gamma$  aproximar-se deste valor, e por isso a produção de pares é predominantemente restrita a processos que envolvam  $R\gamma$  com altas energias. Na interação (que deve ocorrer no campo coulombiano de um núcleo), a  $R\gamma$  desaparece dando lugar a um par elétron-pósitron. Todo o excesso de energia acima de 1,02 MeV carregado pela  $R\gamma$  é compartilhada como energia cinética pelo par elétron-pósitron recém formado. Uma vez que o pósitron irá desaparecer na medida que for sendo freado no meio absorvedor, duas  $R\gamma$  serão normalmente produzidos como resultados secundários da interação. O destino subsequente desta radiação proveniente da aniquilação tem um efeito importante na resposta dos detectores da  $R\gamma$ . Não existe uma expressão simples que descreva a probabilidade de formação de pares, mas sua ocorrência é proporcional ao quadrado do número atômico  $Z$  do meio absorvedor. Esta ocorrência da formação de pares aumenta substancialmente com a energia da  $R\gamma$  envolvida. A importância relativa desses três processos descritos acima está na Fig (2-5).

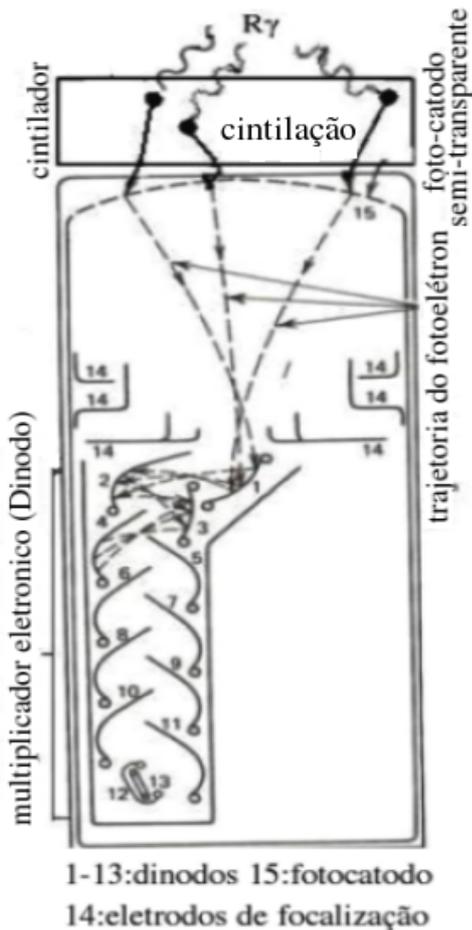
**2c-Tubo Fotomultiplicador (tubo-FM):** o uso generalizado da detecção da  $R\gamma$  por cristais cintiladores nas espectroscopias em geral seria impossível sem a disponibilidade de aparelhos de conversão da luz extremamente fraca produzida pelo CC em um sinal elétrico adequado. O **tubo-FM** realiza notavelmente bem esta tarefa, convertendo sinais luminosos provenientes do CC, e que consistem tipicamente em conjuntos de algo em torno de 100 fótons, ou menos, em um pulso de corrente elétrica sem adicionar uma grande quantidade de ruídos para o sinal assim formado. Embora alguns dispositivos baseados em diodos semicondutores tenham sido utilizados com algum sucesso, em verdade os tubos-FM vem sendo universalmente usados nas detecções da  $R\gamma$ . Uma grande variedade de tubos-FM são disponíveis comercialmente, sensíveis a várias regiões do espectro eletromagnético: ultra-violeta, infra-vermelho, visível; suas aplicações se estendem a espectroscopia óptica, medidas a laser, astronomia etc.

A estrutura simplificada de um **tubo-FM** típico está ilustrada na Fig. (2-6). A  $R\gamma$  incide no CC - que por sua vez está firmemente acoplado à janela frontal do **tubo-FM**- onde é freada e transmutada em cintilações que, já no interior do **tubo-FM**, incidem em uma camada fotosensível denominada **fotocatodo** que, por sua vez, está acoplado a uma estrutura de multiplicação de elétrons. O **fotocatodo** serve para converter, tanto quanto possível, os fótons nele incidentes em elétrons com baixa energia. O tempo de duração do pulso fotoelétrico será da mesma ordem de magnitude do tempo de duração do pulso luminoso proveniente do cintilador. Uma vez que só algumas poucas centenas de fotoelétrons estão envolvidos em um pulso típico a sua carga total, neste ponto do **tubo-FM**, será muito pequena para ser detectável como um sinal elétrico. Para isto, o **tubo-FM** é construído de tal maneira que a sua geometria interna funciona como um eficiente coletor de fotoelétrons e um eficiente amplificador com relação a seu número inicial. Após o processo de amplificação ao longo do **tubo-FM**, um único pulso luminoso de um cintilador dará origem a um pulso eletrônico final composto por  $10^7$  a  $10^{10}$  elétrons, quantidade suficiente para configurar um pulso eletrônico detectável e mensurável. Esta carga é convencionalmente coletada no anodo ou em algum outro estágio (dinodo) do **tubo-FM**. A maior parte dos tubos-FM realizam esta amplificação de carga de uma maneira muito linear, produzindo um pulso de saída que permanece proporcional ao número de fotoelétrons originais, e isto dentro de um amplo intervalo de amplitudes.

O funcionamento adequado dos tubos-FM se dá a partir da sua alimentação através de fontes de alta voltagem (**AV**), geralmente no intervalo 2.000V-3.000V, com corrente de alguns poucos mA. Estas voltagens, através de circuitos divisores de voltagem, se distribuem pelos sucessivos dinodos dos tubos-FM.

## 2d-Pré-Amplificador/Amplificador (PA/A):

para a maioria dos detectores, a carga gerada no **tubo-FM** ainda é muito pequena, o que impossibilita trabalhar com este sinal eletrônico sem amplificá-lo; e isto é realizado por um **PA** colocado, no sentido de minimizar efeitos capacitivos, o mais próximo possível logo na saída do sistema de detecção (**CC+tubo-FM**), e que funciona como uma interface (“casador de impedância”) entre este sistema com o **A** que realiza a modelagem e amplificação do pulso eletrônico proveniente do **PA**.



**2e – Discriminador Diferencial (DD):** também conhecido como Analisador Monocanal, apresenta um pulso eletrônico de saída **lógico** e sua função é a de selecionar um conjunto de amplitudes, limitadas em seus valores inferior e superior, dos pulsos eletrônicos provenientes do **A** e que, por sua vez, correspondem a determinadas energias emitidas pela fonte de **R<sub>γ</sub>**. Para realizar estas funções, este módulo possui dois potenciômetros de controle para escolha das energias representadas, no caso, por voltagens de saída: controle **E**, com a função de varrer a voltagem de saída a partir do seu valor mínimo; e **ΔE**, representado por um intervalo de voltagem situado entre os valores mínimo de um valor **E** pré-fixado e um valor máximo correspondente a uma voltagem de saída **E+ΔE**. Quanto menores os valores de voltagem (passos) para as variações do **E**, assim como quanto menor o valor do **ΔE** fixado, melhor a representação do espectro medido.

**2f – Contador (C):** funciona como um acumulador, durante o intervalo de tempo que for desejado, dos pulsos lógicos provenientes do **DD**.

Fig. (2-6): sistema de detecção: tubo-FM+CC

## 3 - Registros dos Experimentos

Os espectros que aparecem nas Figuras (3-1) a (3-5) resultaram da detecção das **R<sub>γ</sub>** de vários isótopos a partir da utilização de um **tubo-FM** modelo RCA-8850 acoplado a um **CC** de NaI(Tl) cilíndrico/retilíneo com 5cm de dimensão; em seguida, uma cadeia instrumental conforme a Fig. (2-1), com os registros dos espectros realizados a partir da variação da amplitude da voltagem de saída em **DD**, com **E** variando por passos de 0,1V e um **ΔE** fixo e igual a 0,1V. A cada posição, canal compreendido entre **E** e **E+ΔE**, era realizada uma aquisição durante um minuto em **C**, com os resultados das contagens para os diversos isótopos aparecendo na **Tab. I**. Os ajustes das curvas experimentais foram realizados com o “**programa fityk**”<sup>(1)</sup>. O procedimento do ajuste dos dados experimentais obedeceu o procedimento: (i) ler os dados, formatados em colunas (canal, contagem e desvio estatístico); (ii) selecionar a curva mais indicada para cada pico (existem diversas curvas pré-instaladas, entre elas a gaussiana e a lorentziana); (iii) inserir a curva escolhida no modelo a ser ajustado; daí, o programa irá posicionar automaticamente a curva para se adaptar ao pico mais intenso, ainda não ocupado; (iiii) fazer o ajuste. Se o resultado do ajuste não for aceitável, repetir o processo, removendo ou alterando algumas curvas e ajustando novamente. A saída dos resultados das energias das **R<sub>γ</sub>**, aqui consideradas como já conhecidas, dos espectros dos isótopos Ba-133, Eu-152, Co-57 e Na-22 foram utilizadas para compor a “**curva de calibração**” (Fig. 3-6) do **SI**, que é característica para **cada** conjunto de equipamentos, mesmo que cada um destes conjuntos seja formado pela mesma sucessão que aparece na Fig. 2-1. A partir do conhecimento desta “**curva de**

**calibração**” tornou-se possível determinar as energias do isótopo desconhecido, tomando-se como base o seu registro, conforme aparece na Fig. (3-5) (vale ressaltar que a atual “**curva de calibração**”, pela sua regularidade retilínea, pode ser considerada como de boa qualidade). Com o conhecimento destas suas energias de **R $\gamma$**  assim determinadas, este isótopo foi identificado como sendo o **Hf-181**<sup>(2)</sup>.

<sup>(1)</sup>Fityk - <http://www.unipress.waw.pl/fityk>

<sup>(2)</sup>“Table of Isotopes” - C.M. Lederer et al.; J. Wiley & Sons Inc.; USA/1967.



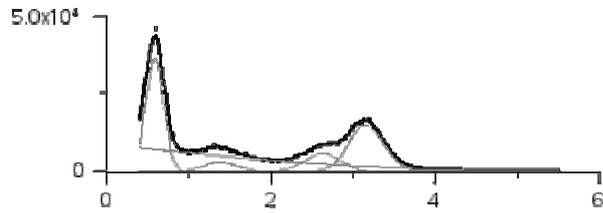
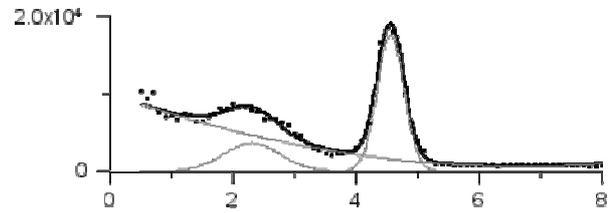
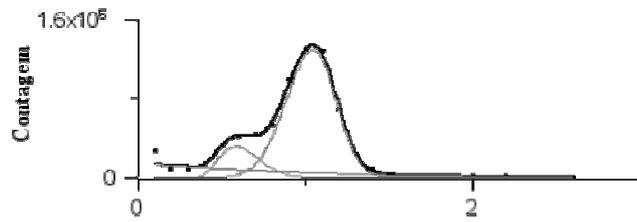
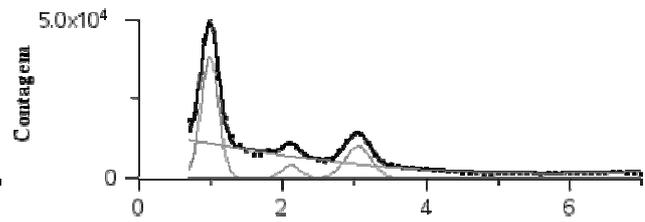
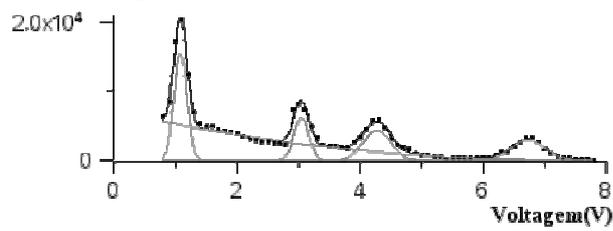
Fig. 3.1: espectro- $\gamma$  do Ba-133Fig. 3.2: espectro- $\gamma$  do Na-22Fig. 3.3: espectro- $\gamma$  do Co-57Fig. 3.4: espectro- $\gamma$  do Eu-152Fig. 3.5: espectro- $\gamma$  desconhecido

Fig. 3.6: calibração do SI

